ORSAY
Série A No d'ordre
1214

NUMERO D'ENREGISTREMENT
AU C.N.R.S. A.O.9384

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE

GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Martha BACAL-VERNEA

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ANOMALIE DE LA COUPURE DANS LE MAGNETRON PLAN

SOUTENUE LE 17décembre 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN COMPOSEE DE

MM. J.L.DELCROIX	Président
L.GOLDSTEIN	
B.EPSZTEIN	Examinateurs
B.DEVIN	
H.J. DOUCET	

NUMERO D'ENREGISTREMENT
AU C.N.R.S. A.O. 9384

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE

GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Martha BACAL-VERNEA

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ANOMALIE DE LA COUPURE DANS LE MAGNETRON PLAN

SOUTENUE LE 17 décembre 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN COMPOSEE DE

MM.	J.L. DELCROIX	Président
	L. GOLDSTEIN	
	B. EPSZTEIN	Examinateurs
	B. DEVIN	
	H.J. DOUCET	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548019_0023

Remerciements

Qu'il me soit permis d'exprimer mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur J.L. Delcroix, qui m'a fait l'honneur de présider cette Commission d'Examen. Je lui porte une profonde reconnaissance pour l'intérêt qu'il a bien voulu me témoigner aux différents stades de mon activité.

J'ai eu le privilège, pendant la rédaction de cette thèse, de pouvoir en soumettre les principaux arguments à Monsieur le Professeur Goldstein qui s'est montré pour moi un guide aussi bienveillant que compétent. Qu'il en soit ici chaleureusement remercié.

Monsieur B. Epsztein a bien voulu accorder à ces recherches une attention qui a été pour moi le plus précieux des encouragements. Ses remarques m'ont grandement aidée à rendre plus claire la présentation des idées essentielles de ce travail. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Monsieur B. Devin m'a généreusement offert la possibilité d'effectuer une partie des recherches dans le Service d'Etudes Energétiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et d'y bénéficier d'une instrumentation exceptionnelle ainsi que de la haute compétence et de l'amitié de son équipe. Qu'il en soit ici chaleureusement remercié.

C'est à la bienveillance de Monsieur H.J. Doucet que je dois d'avoir pu entreprendre la rédaction de cette thèse en parallèle avec les tâches qu'il m'a confiées. Je lui porte une grande reconnaissance pour la confiance qu'il a bien voulu m'accorder en m'accueillant au Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés de l'Ecole Polytechnique et pour l'intérêt qu'il a manifesté aux différents stades de mon activité dans ce laboratoire.

Je dois à l'appui de Monsieur Pierre Vasseur, Secrétaire Général des Laboratoires de l'Ecole Polytechnique, d'avoir pu mener à bien cette étude. Qu'il en soit ici remercié.

L'atmosphère de collaboration du Laboratoire P.M.I. m'a permis d'avoir des discussions fructueuses avec tous mes collègues et plus particulièrement avec J.M. Buzzi, J. Virmont et J.R. Henry.

Grâce à l'excellente organisation matérielle du laboratoire, due à Mademoiselle Ch. Mouttet, j'ai pu entièrement me plonger dans mon activité de recherche.

J'ai eu le privilège de l'agréable collaboration avec Monsieur Th. Alleau et Monsieur J.L. Desplat, lors de mon stage au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

J'ai eu de fructueux échanges d'idées sur l'anomalie de la coupure avec Monsieur le Professeur J.M. Rocard. J'ai également eu la chance de profiter des discussions avec

des physiciens s'intéressant au magnétron : MM. P.S. Choumoff, S. Fridrihov, G. Gautherin, J.M. Lafferty, P.A. Lindsay, A. Reddish, G. Smol, B. Yapteff.

Je saisis l'occasion de cette thèse pour leur exprimer ma gratitude.

Ma gratitude va également aux professeurs de l'Institut Polytechnique de Léningrad, où j'ai fait mes études, et particulièrement à Madame le Professeur V.N. Lepeshinskaia et au Professeur L.N. Dobretsov, à qui je dois ma formation en physique électronique.

Cette thèse n'aurait pas été possible sans la coopération de mes collègues de l'Institut de Physique Atomique de Bucarest. J'au beaucoup profité des discussions avec George Comsa ainsi que des techniques modernes du vide qu'il a développées; Valerian Grabari m'a inspiré toutes les réalisations électroniques; Madame Maria Cristescu m'a beaucoup aidée dans l'exécution des expériences.

La réalisation des tubes d'expérience n'aurait pas été possible sans l'esprit inventif et la persévérance de Monsieur Constantin Voci, et l'art de Monsieur A. Costache et Monsieur Tuculescu.

Dans une partie ou une autre, ils peuvent tous reconnaître leur marque dans ce travail, et je les en remercie.

C'est grâce à la compétence de Mademoiselle E. Dumont et de Madame Alexandre que mon manuscrit a pris la forme de cet ouvrage. Les contributions de Monsieur B. Chapey et de Monsieur M. Chrétien ont été essentielles pour les illustrations. Qu'ils en soient remerciés.

S O M M A I R E

		Pages
Introduction		I
Chapitre I		
Considérations sur l'effet des vitesses thermiques des électrons		1
I.1	Introduction	1
I.2	Equations du mouvement des électrons dans une diode plane à champs croisés	4
I.3	Théorie générale de l'état stationnaire des magnétrons plans d'après Lindsay	8
I.4	Résultats de la théorie de Lindsay concernant les densités électroniques et les densités de courant dans le magnétron plan. Régime contrôlé par le champ magnétique	15
I.5	Théorie générale de l'état stationnaire des magnétrons cylindriques d'après Lindsay	20
I.6	Comparaison des caractéristiques de coupure des magnétrons plans et cylindriques résultant de la théorie de Lindsay du régime contrôlé par le champ magnétique	25
I.7	Résultats de la théorie de Lindsay pour le magnétron plan en régime contrôlé par le champ électrique	28
Chapitre II		
Position du problème et expériences d'orientation		30
II.1	Position du problème et choix de la configuration de la diode magnétron	31
II.2	Description générale des techniques expérimentales	36
II.3	Expériences avec une diode magnétron munie d'anneaux de garde	44

.../...

Pages

II.4 Expériences concernant l'effet du courant d'émission sur la caractéristique de coupure 50

II.5 Observations sur l'effet de l'état de surface du collecteur 52

II.6 Expériences avec une tétrode magnétique munie d'un collecteur à surface réfléchissante réduite 55

II.7 Expériences sur l'effet du potentiel de la paroi sur la caractéristique de coupure 61

II.8 Effet de la pression de gaz 63

II.9 Conclusion des expériences d'orientation 63

Chapitre III

Effet de la réflexion des électrons sur la caractéristique de coupure du magnétron 65

III.1 Introduction 65

III.2 La collection des électrons dans le magnétron plan et l'effet de la réflexion multiple. Cas des électrodes à travail de sortie homogène 71

III.3 Effet de la non-homogénéité du travail de sortie des électrodes 75

III.3.1 Réflexion des électrons de très basse énergie sur les surfaces non-homogènes 75

III.3.2 L'émission thermoélectronique et le travail de sortie des surfaces non-homogènes. Rappel des approximations et des définitions 77

III.3.3 Coefficient apparent de réflexion d'un collecteur non-homogène 79

III.3.4 Application au calcul du courant anodique du magnétron en régime de coupure 83

III.4 Analyse théorique de la dépendance du courant collecté avec la différence de potentiel émetteur-collecteur. Détermination in situ de la différence de potentiel de contact émetteur-collecteur et de la température électronique 85

.../...

pages

III.5 Résultats des expériences 88

III.5.1 Etude de la surface du collecteur en tantale polycristallin avec le microscope à émission thermoélectronique 88

III.5.2 Mesure de la température électronique et de la différence de potentiel de contact entre l'émetteur et le collecteur de la triode magnétique 90

III.5.3 Comparaison des caractéristiques de coupure mesurées à champ électrique appliqué fort et faible 94

III.6 Conclusion 97

Chapitre IV

Etude de la caractéristique intrinsèque de coupure 100

IV.1 Position du problème. Caractéristiques de coupure intrinsèque et apparente 100

IV.2 Détection des thermoélectrons dans le courant anodique anormal 102

IV.2.1 Présentation de la méthode et du tube d'expériences 102

IV.2.2 Etude des effets parasites 104

IV.3 Vérification expérimentale de l'interprétation de l'anomalie de la coupure par la réflexion sur le collecteur 111

IV.3.1 Etude de la distribution du courant anodique anormal sur la surface de l'anode 112

IV.3.2 Mesure du coefficient apparent de réflexion. Comparaison avec les valeurs théoriques 114

IV.4 Vérification expérimentale de la théorie de Lindsay 116

IV.4.1 Caractéristique intrinsèque de coupure à courant d'émission très faible. Comparaison avec la théorie de Lindsay 116

IV.4.2 Effet de la densité de courant sur la caractéristique intrinsèque de coupure 118

IV.4.3 La théorie de Lindsay. Vérification expérimentale. 123

Conclusion 125

Références 128

INTRODUCTION

Le présent travail a été entrepris pour tenter d'éclaircir les causes physiques d'un phénomène resté inexpliqué depuis plus de cinquante ans : contrairement à la théorie de Hull (1921), le courant anodique du magnétron ne s'annule pas au-delà du champ magnétique critique.

Les études systématiques des sources d'erreur (Harvey, 1943) ont montré que cette anomalie ne peut pas être attribuée à une imperfection de la technique expérimentale.

Dès lors, le magnétron devint un irritant problème de mécanique, dans lequel des électrons atteignaient des régions interdites par le principe de conservation de l'énergie.

D'autres paradoxes attendaient les spécialistes du magnétron : les expériences montraient que la réduction de la charge d'espace détermine un élargissement de la coupure (Harvey, 1943, Fulop, 1958, Butusov et Fridrihov, 1964, Bacal, 1964, Rocard, 1967), que la théorie n'a pas pu expliquer (Fulop, 1958).

Les électrons rapides présents dans les magnétrons (Megew, 1933, Vidgortchik, 1936, Aström, 1948) qui pourraient expliquer cette anomalie, ne peuvent donner une explication satisfaisante, car lorsqu'ils disparaissent, l'anomalie de la coupure s'accentue.

Les applications variées des tubes à champs croisés (génération et amplification des microondes, sources d'ions, mesure des très basses pressions, pompage ionique, dispositifs de commutation et de comptage, transformation directe de la chaleur en électricité) ont justifié un grand nombre de recherches fondamentales, théoriques et expérimentales sur le magnétron et son anomalie de coupure. Ces recherches ont traité du problème de la répartition statique de la charge d'espace dans le magnétron en régime de coupure (Brillouin, 1940, 1951, Gabor, 1945, Page et Adams, 1946, Reverdin,

1951, Fechner, 1952, Twiss, 1953, Delcroix, 1954, Nedderman, 1955, Lindsay, 1960 b, 1964, Coste et Dagens, 1963), et de la limitation du courant par cette charge d'espace (Epsztein, 1958, Stainsby, 1960).

Les travaux théoriques de Lindsay (1960 b) ont montré que la distribution des vitesses initiales des électrons avait un effet important sur la forme de la caractéristique de coupure : lorsque l'on tient compte de cette distribution, le point de coupure de la théorie de Hull est remplacé par une région de coupure. Mais les expériences n'ont pas confirmé [illegible] valeurs extrêmement basses du courant anodique en régime de coupure prédites par cette théorie.

Nous nous sommes proposée d'éclaircir la cause de l'anomalie de la coupure en trouvant les conditions expérimentales pour lesquelles la théorie de Lindsay est vérifiée.

Au chapitre I, nous rappelons cette théorie qui tient compte uniquement des thermoélectrons et simplifie l'interaction de l'électron avec la surface collectrice (électron - cathode, dans la diode magnétron) en admettant qu'un électron qui touche cette surface est collecté.

Au chapitre II, nous discuterons d'abord du choix de la triode magnétique que nous avons réalisée. Ce type de configuration a été proposé par Herrqvist, Kanefsky et Norman (1958) comme réalisation possible du convertisseur thermoélectronique; la présence de l'anomalie de la coupure a rendu ce dispositif peu attrayant pour cette application.

Nous avons choisi pour nos études la configuration plane ouverte, dans laquelle il est possible de trouver, pour des densités de courant faibles, des états stationnaires stables, sans électrons rapides. Ceci nous permet de disposer d'un dispositif fonctionnant dans un régime proche de celui décrit par la théorie de Lindsay (1960 b).

La triode magnétique est formée d'une cathode, d'une ou deux anodes et d'un collecteur (figures 11 et 38 a). L'émission des électrons et leur collection en régime

de coupure sont réalisées par deux électrodes équipotentielles, la cathode et le collecteur, situées dans le même plan parallèle à l'anode. La séparation du collecteur et de l'émetteur permet d'effectuer la mesure du courant de collecteur, d'étudier l'influence de ses propriétés de surface sur la caractéristique de coupure ainsi que de séparer les thermoélectrons des électrons résultant de l'interaction du faisceau avec le collecteur.

D'autre part, nous présentons au chapitre II les résultats des expériences qui ont orienté notre recherche. Rappelons parmi ces résultats l'observation de l'effet de l'état de surface du collecteur sur la caractéristique de coupure, et l'observation de la concentration du courant anodique anormal sur l'extrémité de l'anode. Ces résultats montraient que l'anomalie de la coupure dans le magnétron plan pouvait être due à une dérive des thermoélectrons dans la direction $[\vec{E} \times \vec{B}]$: les électrons retournant au collecteur voyant leur dérive prolongée par un phénomène d'interaction avec la surface du collecteur.

Au chapitre III, nous montrons qu'en l'absence d'électrons rapides, la réflexion est le seul mécanisme possible pour expliquer la dérive des électrons ayant des énergies extrêmement basses ($\sim$ 0,1 eV).

Nous développons un modèle théorique décrivant le processus de réflexion compte tenu de l'état de surface et du champ électrique au voisinage de celle-ci. Ce modèle de réflexion permet de rendre compte de la caractéristique anormale du magnétron.

Les mesures des caractéristiques de coupure dans les cas des champs électriques fort et faible par rapport au champ électrique inter-grains confirme notre modèle théorique de réflexion.

Au chapitre IV, nous mesurons la caractéristique de coupure de notre triode magnétique en séparant les électrons ayant subi la réflexion et ceux ne l'ayant pas subi.

La caractéristique de coupure mesurée, liée aux électrons non réfléchis, est tout à fait en accord avec la théorie de Lindsay (1960 b).

D'autre part, la mesure de la caractéristique liée aux électrons réfléchis nous permet de déterminer le coefficient apparent de réflexion, qui est en accord avec les prévisions théoriques et les mesures du chapitre III.

LISTE DES SYMBOLES

a pas d'une grille à mailles carrées

$\vec{A}$ potentiel vecteur

b diamètre du fil d'une grille à mailles carrées

$\vec{B}$ champ magnétique

B_c valeur critique du champ magnétique, définie par (I.58) pour le magnétron plan et (I.69) pour le magnétron cylindrique

B_{c1} valeur critique du champ magnétique pour la diode formée par la grille et la plaque collectrice, dans la tétrode magnétique

B_c^A , B_c^B valeurs expérimentales du champ magnétique critique (mesurées comme l'abscisse correspondant à $I_A/I_{Ao} = \frac{1}{2}$) pour les deux états stables du potentiel de la paroi, A et B.

B_n champ magnétique correspondant à un nombre entier n de cycloïdes compatible avec la dimension L (III.5)

C_a notation définie par (I.68) (théorie du magnétron cylindrique)

d distance émetteur-anode dans le magnétron plan

d_1 distance entre la grille et la plaque collectrice dans la tétrode magnétique

e charge de l'électron

$\vec{E}$ champ électrique

$\vec{E}_p$ champ électrique inter-grains

f fonction de distribution de la surface suivant le travail de sortie

g_t fonction tangente à η pour $X = 0$, définie par (I.45)

H Hamiltonien (I.1)

i courant collecté par la grille dans la tétrode magnétique

I courant d'électrons incidents sur le plan de la grille dans la tétrode magnétique

i'_s densité du courant de saturation

I_A courant anodique total

I_{Ao} courant anodique total en l'absence de champ magnétique ($B = 0$)

I_C courant de collecteur dans la triode magnétique et courant de la plaque collectrice dans la tétrode magnétique

I_{A1} courant de la première anode

I_{A2} courant de la deuxième anode

$J_s = \frac{\omega_c}{\sqrt{\pi}} n_T$ courant de saturation (flux par un élément de surface $dX\, dY = \left(\frac{m}{2kT}\right) \omega_c^2\, dx\, dy$

k constante de Boltzmann

ℓ dimension de la cathode dans la direction de l'axe y (ou $\vec{E} \times \vec{B}$) (figure 21).

L distance entre le centre de l'émetteur et l'extrémité du collecteur (figure 28)

L Lagrangien (I.2)

m masse de l'électron

$n = \frac{L}{\lambda}$ nombre de collisions possibles du faisceau électronique avec le collecteur

n_T densité volumique des électrons à la cathode d'une diode limitée par la température, définie par (I.30)

$\vec{p}$ moment conjugué de Lagrange

$q = (\omega_p/\omega_c)^2$

r rayon dans le magnétron cylindrique

r coefficient de réflexion d'une surface homogène

$\vec{R}$ variable réduite, définie par (I.18)

R coefficient apparent de réflexion d'une surface collectrice non-homogène, défini comme le rapport entre le courant réfléchi et le courant incident

R_o coefficient apparent de réflexion lorsque le matériau de l'émetteur est identique à celui du collecteur

s pas d'une grille linéaire

S_e surface de l'émetteur

$\vec{v}$ vitesse de l'électron

v défini par la figure 30

V_a , V_A tension anodique

V_{A1} différence de potentiel première anode-émetteur dans la triode magnétique à deux anodes, et différence de potentiel plaque collectrice-émetteur dans la tétrode magnétique

V_{A2} différence de potentiel deuxième anode-émetteur

V_C différence de potentiel appliquée entre le collecteur et l'émetteur

V_g différence de potentiel appliquée entre la grille et l'émetteur dans la tétrode magnétique

V_{oHF} différence de potentiel émetteur-collecteur, correspondant à l'intersection des tangentes à la courbe log I_c fonction de V_c dans les régions de saturation et exponentielle, pour le cas du champ électrique appliqué fort (III.26)

V_{oLF} même que V_{oHF}, pour le cas du champ électrique appliqué faible; sa valeur est égale à la différence de potentiel de contact (III.24)

x direction parallèle au champ électrique (magnétron plan)

y direction parallèle aux électrodes du magnétron plan

z direction parallèle au champ magnétique

$\vec{w}$ vitesse réduite (I.17)

α variable réduite (I.64)

ω_c , ω fréquence cyclotronique dans le magnétron plan (I.19)

ω_H fréquence de Larmor (I.63)

ω_p fréquence plasma

$\emptyset$ potentiel électrostatique

Δ distance entre l'émetteur et le collecteur (fig. 21)

λ longueur d'onde cyclotronique (III.4)

$\lambda_c = \pi d$ valeur de λ pour $B = B_c$

φ travail de sortie vrai

$\bar{\varphi}$ travail de sortie moyen

φ_E travail de sortie effectif

σ défini par la figure 30

η potentiel réduit (Eq. I.16)

η_{par} potentiel réduit parabolique, défini par l'équation (I.39) (magnétron plan)

η_{qp} potentiel réduit défini par l'équation (I.72) (magnétron cylindrique)

DEFINITION DES INDICES

"o" représente les conditions sur la cathode

"a" représente les conditions sur l'anode

"e" se réfère aux caractéristiques de l'émetteur

"c" se réfère aux caractéristiques du collecteur

"i" se réfère aux grains de l'émetteur

"j" se réfère aux grains du collecteur

RAPPEL DES DEFINITIONS DES TERMES SOUVENT EMPLOYES

Caractéristique intrinsèque de coupure = caractéristique de coupure liée à la présence des thermoélectrons

Caractéristique apparente de coupure = caractéristique de coupure liée à la présence des thermoélectrons et des électrons réfléchis

Champ électrique inter-grains = champ électrique dû aux grains à travail de sortie différent qui sont présents sur une surface non-homogène

Coefficient apparent de réflexion = coefficient de réflexion d'une surface collectrice non-homogène, défini comme le rapport entre le courant réfléchi et le courant incident

Electron rapide = électron ayant une énergie anormalement haute par rapport à celle résultant de la différence de potentiel parcourue

Régime contrôlé par le champ magnétique = régime où le mouvement des électrons dans la diode est gouverné d'une façon prédominante par le champ magnétique, la présence du champ électrique ayant peu d'influence. La distribution réelle de potentiel est comprise entre des limites, données par la relation (I.41).

Régime contrôlé par le champ électrique = régime de la diode magnétron où le nombre d'électrons retournant vers la cathode dépend aussi de la configuration du champ électrique entre les électrodes . La distribution réelle de potentiel est soumise à la restriction donnée par (I.42).

C H A P I T R E I

CONSIDERATIONS SUR L'EFFET DES VITESSES THERMIQUES DES ELECTRONS

I.1 - INTRODUCTION

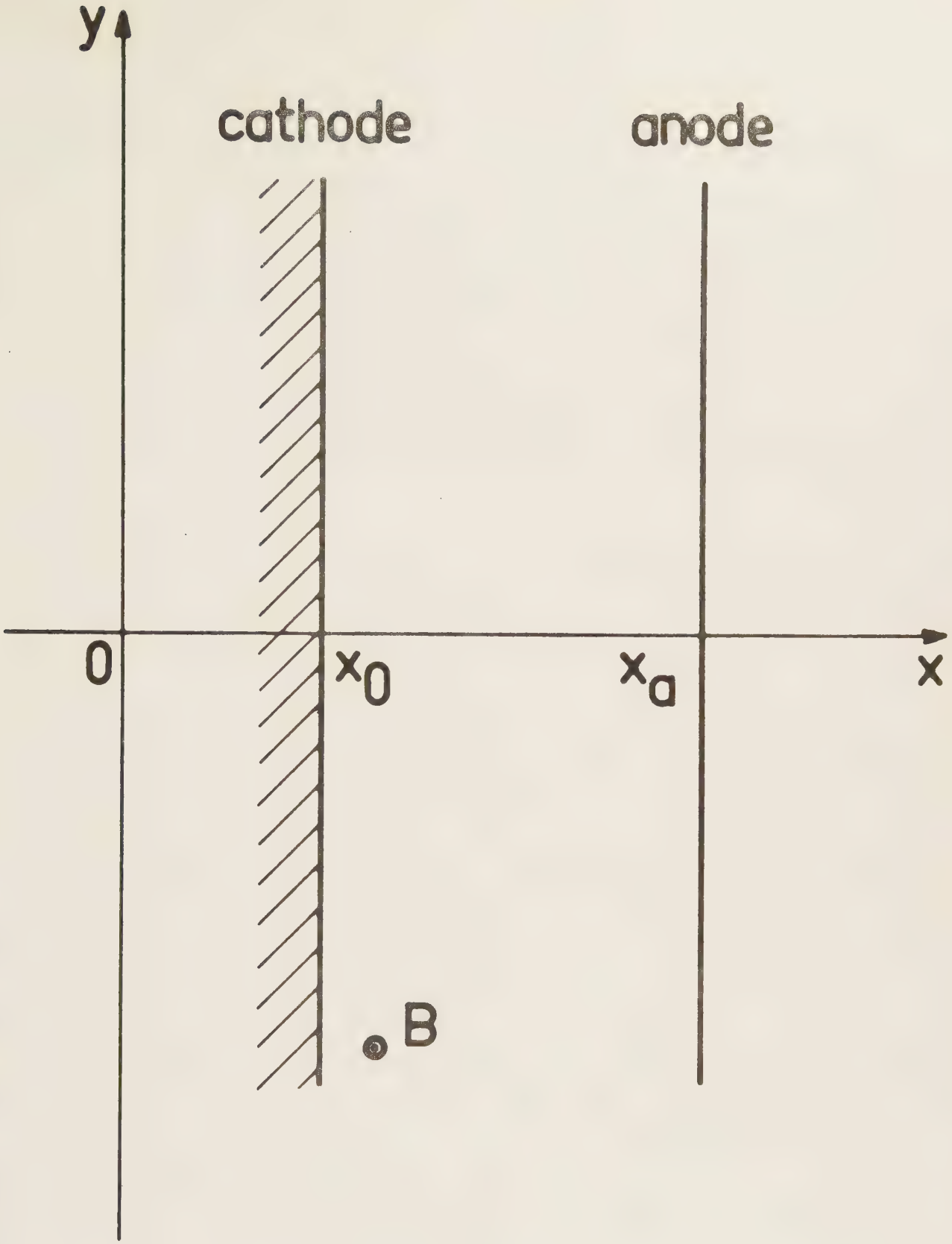
En l'absence de champ magnétique, le courant limité par la charge d'espace dans une diode thermoïonique obéit à la loi en puissance 3/2 de Child-Langmuir. Cette loi fut obtenue, dans un premier temps, en négligeant les vitesses initiales des électrons dans la résolution de l'équation de Poisson, et en supposant que le champ électrique à la cathode était nul. Dans ces conditions, les électrons n'auraient pu quitter la cathode. Cette difficulté fut évitée en supposant que les électrons quittaient la cathode avec une même petite vitesse finie. Mais, dans ces conditions, la situation paradoxale subsistait : tous les électronskpouvant atteindre l'anode, le courant anodique devait être limité par la température de la cathode.

Ce paradoxe a été résolu lorsqu'on a pris en considération l'effet de la répartition des vitesses thermiques des électrons. Ce développement, résumé par Langmuir(1923) et discuté en détail plus récemment par Lindsay (1960 a), permet de traiter le problème de façon self-consistante : un minimum de potentiel se forme devant la cathode et tous les électrons émis quittent la cathode, quoique la plupart d'entre eux soient renvoyés vers la cathode par le champ électrique retardateur qui existe entre celle-ci et le minimum de potentiel. Le courant anodique constitué par les électrons qui ont pu surmonter la barrière de potentiel est dit, dans ce cas, limité par la charge d'espace.

Bien que la différence de conception entre ces deux traitements du problème soit cruciale, elle n'affecte pas d'une manière considérable la valeur des courants prédits dans tous les cas où la différence de potentiel entre l'anode et la cathode est supérieure à quelques volts. Ceci résulte du fait que les énergies thermiques moyennes sont de l'ordre de 0,1 eV pour les cathodes thermoïoniques typiques, et que la profondeur du minimum de potentiel n'est pas grande.

Il paraissait naturel d'aborder le problème de la même façon dans le cas de la diode à champs croisés, c'est-à-dire de considérer que la répartition des vitesses initiales offre un mécanisme de contrôle qui permet à la "juste" fraction du courant d'électrons de passer vers l'anode, sans affecter suffisamment les énergies électroniques pour modifier d'une façon significative les prédictions concernant les valeurs du courant anodique. En fait, cette manière d'aborder le problème n'est pas valable dans le cas des diodes à champs croisés; nous verrons que les vitesses initiales peuvent avoir un effet qui n'est pas du tout proportionnel à l'énergie thermique moyenne des électrons quittant la cathode.

Twiss (1953) fut le premier à montrer que les composantes tangentielles à la surface de la cathode des vitesses initiales des électrons pouvaient avoir une influence considérable. Une présentation claire de l'importance des vitesses initiales dans les diodes à champs croisés a été donnée par Lindsay et Sims (1963); ces auteurs ont montré qu'en couplant le mouvement électronique dans les directions x et y (figure 1), le champ magnétique provoquait un réarrangement des composantes de la vitesse, et donc de la répartition des vitesses, dans les différentes directions de l'espace, sans affecter l'énergie électronique totale. Cet effet est particulièrement important à proximité de l'anode, où une quantité d'énergie considérable est disponible pour ce réarrangement. Un électron pourra atteindre l'anode seulement lorsque la composante



- Figure 1 -

Configuration des électrodes d'un magnétron plan infini.

x de sa vitesse, v_x, ne s'annule pas pour $x \leq d$. Lindsay et Sims ont montré que v_x dépend non seulement de x, du potentiel V(x) et de la valeur initiale de v_x, mais aussi de la valeur initiale de v_y, v_{yo}, c'est-à-dire de l'une des composantes tangentielles de la vitesse initiale; c'est précisément cette dépendance qui conduit au réanrrangement de l'énergie et à ce que Lindsay et Sims ont dénommé "l'amplification géométrique" de la distribution des vitesses initiales. En effet, nous verrons ci-dessous (équation I.25) que la composante tangentielle v_{yo} de la vitesse initiale intervient dans l'expression de v_x^2 multipliée par un facteur qui est proportionnel à la distance du point considéré à la cathode et au champ magnétique. Ceci entraîne l'idée de "l'amplification géométrique", car la contribution de v_{yo} à v_x augmente avec la distance du point considéré à la cathode.

L'idée de l'amplification géométrique est très importante dans l'étude des tubes à champs croisés : elle implique le fait que, même dans un état d'équilibre non turbulent, nous ne pouvons pas déduire la température thermodynamique en utilisant des mesures de la distribution des vitesses en des points qui ne sont pas au potentiel de la cathode. Elle peut aussi expliquer le fait que la région de coupure des diodes magnétronsa une "largeur effective"* beaucoup plus importante que celle que l'on pouvait attendre en ne considérant que la dispersion thermique usuelle de 0,1 eV.

Les arguments qui conduisent à l'amplification géométrique résultent des équations du mouvement des électrons. Considérons donc de plus près ces équations dans le cas de la diode plane à champs croisés.

---

* Comme la largeur réelle de la région de coupure pour une distribution maxwellienne des vitesses initiales des électrons est infinie, nous désignons d'une façon arbitraire par "largeur effective" l'intervalle des valeurs du champ magnétique correspondant à une variation du courant anodique entre 99 % et 1 % de sa valeur en l'absence de champ magnétique.

I.2 - EQUATIONS DU MOUVEMENT DES ELECTRONS DANS UNE DIODE PLANE A CHAMPS CROISES

Dans l'analyse qui suit, nous considérerons deux électrodes planes perpendiculaires à l'axe x (figure 1), le champ magnétique $\vec{B} = (0,0,B_z)$ ou un potentiel vecteur $\vec{A} = (0,A_y,0)$, où $A_y = xB_z = xB$.

Le potentiel électrostatique $\emptyset$ est une fonction de x seulement, $\emptyset = \emptyset(x)$.

Les Hamiltonien et Lagrangien de ce système s'écrivent respectivement :

$$H = \frac{1}{2m}\left[p_x^2 + (p_y + e A_y)^2 + p_z^2 \right] - e\,\emptyset(x) \qquad (I.1)$$

$$L = \frac{m}{2}\left[v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \right] + e\left[\emptyset(x) - v_y A_y \right] \qquad (I.2)$$

Nous avons noté par $\vec{p} = (p_x,p_y,p_z)$ et $\vec{v} = (v_x,v_y,v_z)$, respectivement, le moment cinétique et la vitesse de l'électron.

En différentiant l'équation (I.2) par rapport à $\vec{v}$, on obtient, par définition, le moment $\vec{p}$ en fonction de $\vec{v}$:

$$p_x = m\,v_x \qquad (I.3)$$

$$p_y = m\,v_y - e\,A_y \qquad (I.4)$$

$$p_z = m\,v_z \qquad (I.5)$$

Les équations du mouvement s'obtiennent en différentiant l'équation (I.1) par rapport à $\vec{r}$:

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{1}{m}\,(p_y + e\,Bx)\,e\,B + e\,\frac{d\emptyset}{dx} \qquad (I.6)$$

.../...

$$\frac{dp_y}{dt} = 0 \tag{I.7}$$

$$\frac{dp_z}{dt} = 0 \tag{I.8}$$

L'intégration des équations (I.7) et (I.8) donne :

$$p_y = p_{yo} \tag{I.9}$$

$$p_z = p_{zo} \tag{I.10}$$

L'indice zéro représente les conditions initiales sur la cathode.

L'intégration de l'équation (I.6) donne :

$$p_x^2 + (p_y + e\,Bx)^2 = p_{xo}^2 + (p_{yo} + e\,Bx_o)^2 + 2\,e\,m(\Phi - \Phi_o) \tag{I.11}$$

Les équations (I.9)- (I.11) peuvent être réécrites en fonction de la vitesse v :

$$v_x^2 + v_y^2 = v_{xo}^2 + v_{yo}^2 + \frac{2e}{m}(\Phi - \Phi_o) \tag{I.12}$$

$$\left(v_y - \frac{eB}{m}x\right)^2 = \left(v_{yo} - \frac{eB}{m}x_o\right)^2 \tag{I.13}$$

$$v_z^2 = v_{zo}^2 \tag{I.14}$$

Additionnant les équations (I.12) et (I.14), on obtient l'équation de conservation de l'énergie :

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v_{xo}^2 + v_{yo}^2 + v_{zo}^2 + \frac{2e}{m}(\Phi - \Phi_o) \tag{I.15}$$

Lindsay (1960 b) introduit les variables réduites suivantes :

$$\eta = \frac{e}{kT} (\phi - \phi_o) \tag{I.16}$$

$$\vec{w} = \sqrt{\frac{m}{2kT}}\ \vec{v} \tag{I.17}$$

$$\vec{R} = \sqrt{\frac{m}{2kT}}\ \omega_c\ (\vec{r} - \vec{r}_o) \tag{I.18}$$

où :

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \tag{I.19}$$

est la fréquence cyclotronique. Le sens physique des variables réduites est le suivant : l'énergie, potentielle ou cinétique, est exprimée en unités kT, où $\frac{3}{2}$ kT est l'énergie cinétique moyenne d'une molécule de gaz à la température T.

L'utilisation des variables réduites permet d'écrire les équations (I.12) - (I.14) sous la forme plus simple suivante :

$$w_x^2 + w_y^2 = w_{xo}^2 + w_{yo}^2 + \eta \tag{I.20}$$

$$(w_y - X)^2 = w_{yo}^2 \tag{I.21}$$

$$w_z^2 = w_{zo}^2 \tag{I.22}$$

L'équation (I.22) montre que les électrons ne subissent pas d'accélération dans la direction z; ceci est évident, car le champ électrique est nul dans cette direction ainsi que la composante de $\vec{v} \times \vec{B}$, les composantes selon x et y du champ magnétique étant nulles. Les équations (I.20) et (I.21) montrent que la présence de la

composante z du champ magnétique détermine un échange de moment entre les deux directions x et y.

Eliminant w_y des équations (I.20) et (I.21), nous obtenons :

$$w_x^2 = w_{xo}^2 - X(X + 2 w_{yo}) + \eta \qquad (I.23)$$

ou, sur l'anode :

$$w_{xa}^2 = w_{xo}^2 - X_a(X_a + 2 w_{yo}) + \eta_a \qquad (I.24)$$

L'équation (I.23) montre que w_x reste réel tant que le membre de droite est positif. La relation $w_x = 0$ donne les points de pénétration maximum pour les électrons émis avec les vitesses w_{xo} et w_{yo}.

Nous trouvons dans l'équation (I.23) l'origine de l'idée d'amplification géométrique de Lindsay et Sims (1963). En revenant aux variables habituelles, on peut écrire cette équation sous la forme :

$$v_x^2 = v_{xo}^2 - \frac{eB}{m}(x - x_o)\left[\frac{eB}{m}(x - x_o) + 2 v_{yo}\right] + \frac{2e}{m}(\phi - \phi_o) \qquad (I.25)$$

ou, au niveau de l'anode :

$$v_{xa}^2 = v_{xo}^2 - \frac{eB}{m}(x_a - x_o)\left[\frac{eB}{m}(x_a - x_o) + 2 v_{yo}\right] + \frac{2e}{m}(\phi_a - \phi_o) \qquad (I.26)$$

Nous pouvons observer que la composante normale de la vitesse de l'électron à l'anode dépend de la composante tangentielle de la vitesse initiale v_{yo}, mais elle y apparait "amplifiée" par le facteur $B(x_a - x_o)$.

I.3 - THEORIE GENERALE DE L'ETAT STATIONNAIRE DES MAGNETRONS PLANS D'APRES LINDSAY

Les considérations proposées par Lindsay et Sims (1963), qui conduisent à l'amplification géométrique, résultent de l'analyse des équations du mouvement. Toute application de cette idée implique l'analyse complète de l'effet de la distribution des vitesses initiales. Ceci a été fait dans une série d'articles de Lindsay pour la diode plane (1960 b, 1962, 1964, 1965, 1970) et pour la diode cylindrique (Lindsay, 1960 c).

L'effet des vitesses initiales des électrons a été considéré avant Lindsay par plusieurs auteurs. D'abord Gabor (1945), puis Hok (1952), ont utilisé les méthodes de la mécanique statistique et l'idée qui lui est associée d'état d'équilibre. Par nécessité, leur analyse était limitée au cas où, en moyenne, le courant entre les électrodes était nul. Twiss (1953) et Fechner (1952) ont essayé de surmonter cette difficulté, en abandonnant la mécanique statistique et en supposant que les collisions entre les électrons sont négligeables. L'analyse de Twiss (1953) et de Fechner (1952) est pourtant limitée à la considération des vitesses initiales dans une direction seulement, soit perpendiculaire (Fechner, 1952 - Twiss, 1953), soit tangentielle à la cathode (Twiss, 1953). En réalité, la distribution des vitesses initiales s'étend simultanément dans les trois directions et, comme l'a montré Lindsay, il est impossible de prédire les résultats d'une analyse qui considère plusieurs dimensions, sur la base des résultats obtenus dans une analyse à une dimension.

Lindsay (1960 a, 1960 b) a développé cette méthode dans le cas de plusieurs variables. Ceci a été rendu possible grâce à l'utilisation par Lindsay de la densité dans l'espace des phases (Lindsay, 1958, 1960 a) au lieu de la densité de courant utilisée par Twiss (1953) et développée pour la première fois par Langmuir (1923). Cette méthode de calcul a le mérite, d'une part, de permettre le calcul à plusieurs

variables et, d'autre part, d'éliminer la difficulté mathématique principale du problème des trajectoires des électrons en présence du champ magnétique : celle du croisement des trajectoires électroniques. Dans le cas général, une telle analyse devrait être faite en terme de six variables indépendantes. Dans le cas du magnétron plan, les symétries du système permettent de ne considérer qu'un espace de phases tridimensionnel (X, w_x et w_y).

Quoique la distribution exacte des vitesses des électrons à la surface d'une cathode thermoïonique puisse être le sujet de certaines controverses, on considère d'habitude (Beck, 1953) que cette distribution est essentiellement maxwellienne dans les directions tangentielles y et z et demi-maxwellienne dans la direction x, perpendiculaire à la cathode. La densité dans l'espace des phases des électrons à la surface d'une cathode thermoïonique plane est donnée par la relation :

$$n(\vec{r}_o,\vec{v}) = 2\left(\frac{m}{h}\right)^3 \exp\left[-\frac{e\varphi}{kT}\right] \exp\left[-\frac{m}{2kT}\left(v_{xo}^2 + v_{yo}^2 + v_{zo}^2\right)\right] \qquad (I.27)$$

Utilisant la relation (I.15), on obtient facilement l'expression suivante pour la densité dans l'espace des phases des électrons, en un point arbitraire de l'espace interélectrodes :

$$n(\vec{r},\vec{v}) = 2\left(\frac{m}{h}\right)^3 \exp\left[-\frac{e\varphi}{kT}\right] \exp\left[\frac{e}{kT}(\varphi - \varphi_o)\right] \exp\left[-\frac{m}{2kT}\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right)\right] \qquad (I.28)$$

La densité des électrons dans l'espace des phases $(\vec{R},\vec{w})$ est la suivante :

$$n(\vec{R},\vec{w}) = 2\pi^{-\frac{3}{2}} n_T \exp\eta \exp\left[-\left(w_x^2 + w_y^2 + w_z^2\right)\right] \qquad (I.29)$$

où n_T est la densité volumique des électrons à la cathode d'une diode limitée par la température :

$$n_T = \left(\frac{m}{h}\right)^3 \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{3/2} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{-3/2} \omega_c^{-3} \exp\left[-\frac{e\varphi}{kT}\right] \qquad (I.30)$$

Ici h est la constante de Planck, $e\varphi$ le travail de sortie de la cathode et T la température de la cathode.

L'intégration de l'équation (I.29) par rapport à la vitesse réduite $\vec{w}$ donne la densité des électrons en n'importe quel point de l'espace inter-électrode. Mais, avant de pouvoir faire cette intégration, il est nécessaire de trouver les limites d'intégration appropriées. Celles-ci seront des fonctions compliquées de η et $\vec{R}$. Ceci n'est pas surprenant car même dans le cas simple d'une diode, la distribution des vitesses électroniques à l'anode sera différente de celle de la cathode, par l'absence des basses vitesses, comprises entre zéro et $\left[\frac{2e}{m}(\phi_a - \phi_o)\right]^{1/2}$. En présence d'un champ magnétique, la situation est beaucoup plus compliquée et nous présenterons la méthode par laquelle Lindsay trouve les limites d'intégration pour w_x et w_y, les limites correspondantes d'intégration pour w_z étant partout $-\infty$ et $+\infty$.

Lindsay (1960 b) a montré que la région de l'espace des phases contenant des électrons est séparée de celle qui n'en contient pas par deux types de trajectoires, qu'il a dénommées par A et B et qui forment ensemble une surface composée.

Le premier groupe de trajectoires (A) est formé par les trajectoires tangentes à l'anode, pour lesquelles $w_{xa} = 0$. Pour ces électrons, l'équation (I.23) pour w_x peut être représentée sous la forme :

$$w_x^2 = (X_a + w_{yo})^2 - (X + w_{yo})^2 + \eta - \eta_a \qquad (I.31)$$

Eliminant w_{yo} entre (I.31) et (I.21), on obtient l'équation de la surface engendrée par les trajectoires A :

$$w_{xA}^2 = (X_a - X)\left[(X_a - X) + 2\,w_y\right] + \eta - \eta_a \qquad (I.32)$$

Le second groupe de trajectoires (B) est formé par les électrons tangentiels; en mettant $w_{xo} = 0$ dans (I.23), nous obtenons :

$$w_x^2 = w_{yo}^2 - (X + w_{yo})^2 + \eta \qquad (I.33)$$

La surface engendrée par les trajectoires de type B est obtenue en éliminant w_{yo} entre (I.33) et (I.21) :

$$w_{xB}^2 = X(X - 2\, w_y) + \eta \qquad (I.34)$$

Une section de la surface limite par un plan perpendiculaire à l'axe X est présentée sur la figure 2; la partie hachurée représente la partie de l'espace des phases qui contient les trajectoires électroniques. Les courbes w_{xA}^2 et w_{xB}^2 coupent respectivement l'axe w_y aux points :

$$w_{y1} = \frac{1}{2}\left(\frac{\eta_a - \eta}{X_a - X} - (X_a - X)\right) \qquad (I.35)$$

et

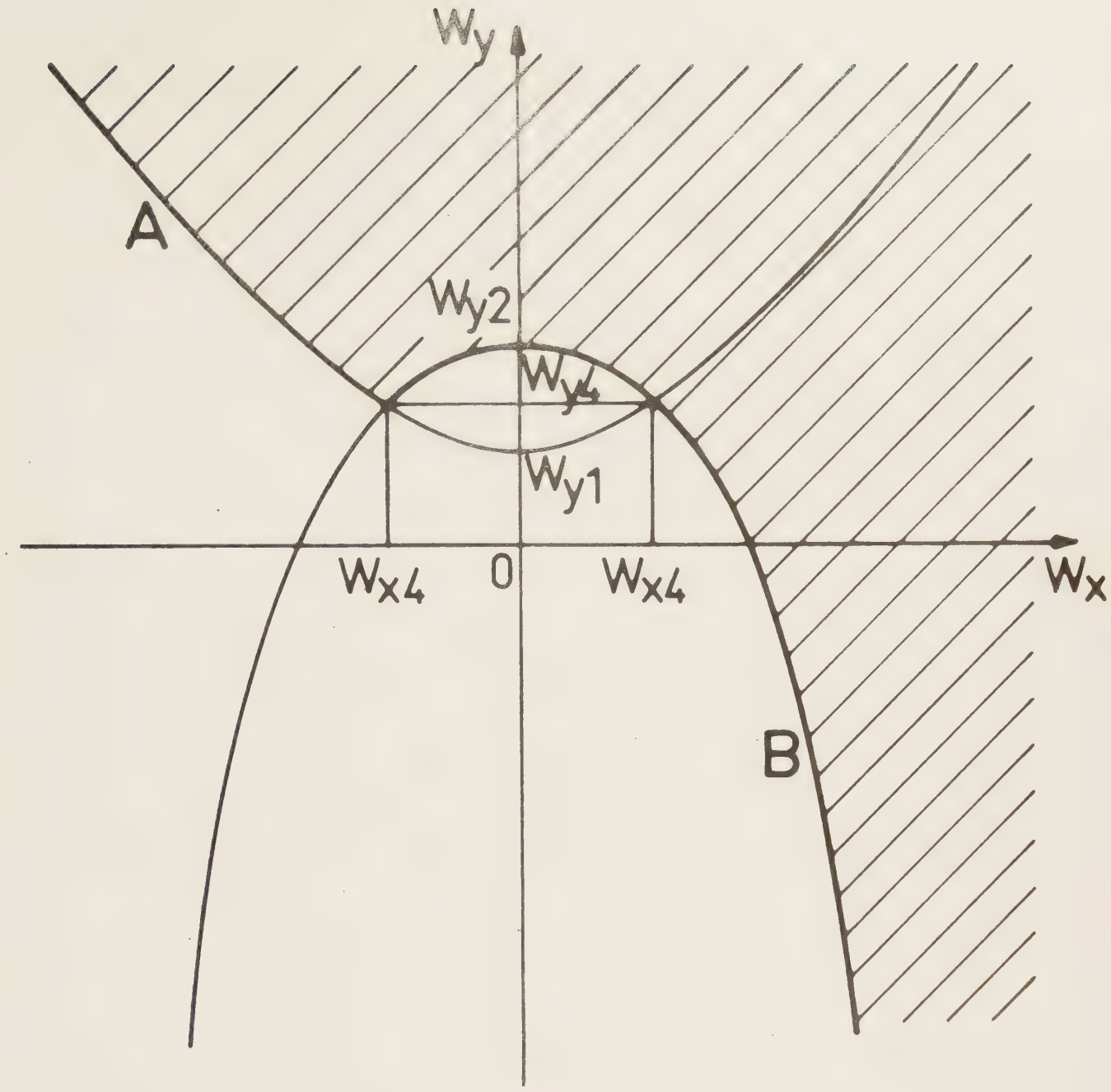
$$w_{y2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\eta}{X} + X\right) \qquad (I.36)$$

Elles se coupent entre elles pour :

$$w_{x4}^2 = \eta - X\left(X + \frac{\eta_a}{X_a} - X_a\right) \qquad (I.37)$$

et

$$w_{y4} = X + \frac{1}{2}\left(\frac{\eta_a}{X_a} - X_a\right) \qquad (I.38)$$



- Figure 2 -

Section de la surface limite par un plan perpendiculaire à l'axe X dans la théorie de Lindsay (1960b) du magnétron **plan** infini en régime contrôlé par le champ magnétique.

Appelons η_{par} l'expression :

$$\eta_{par} = X\left(X + \frac{\eta_a}{X_a} - X_a\right) \tag{I.39}$$

Avec cette notation, (I.37) prend la forme :

$$w_{x_4}^2 = \eta - \eta_{par} \tag{I.40}$$

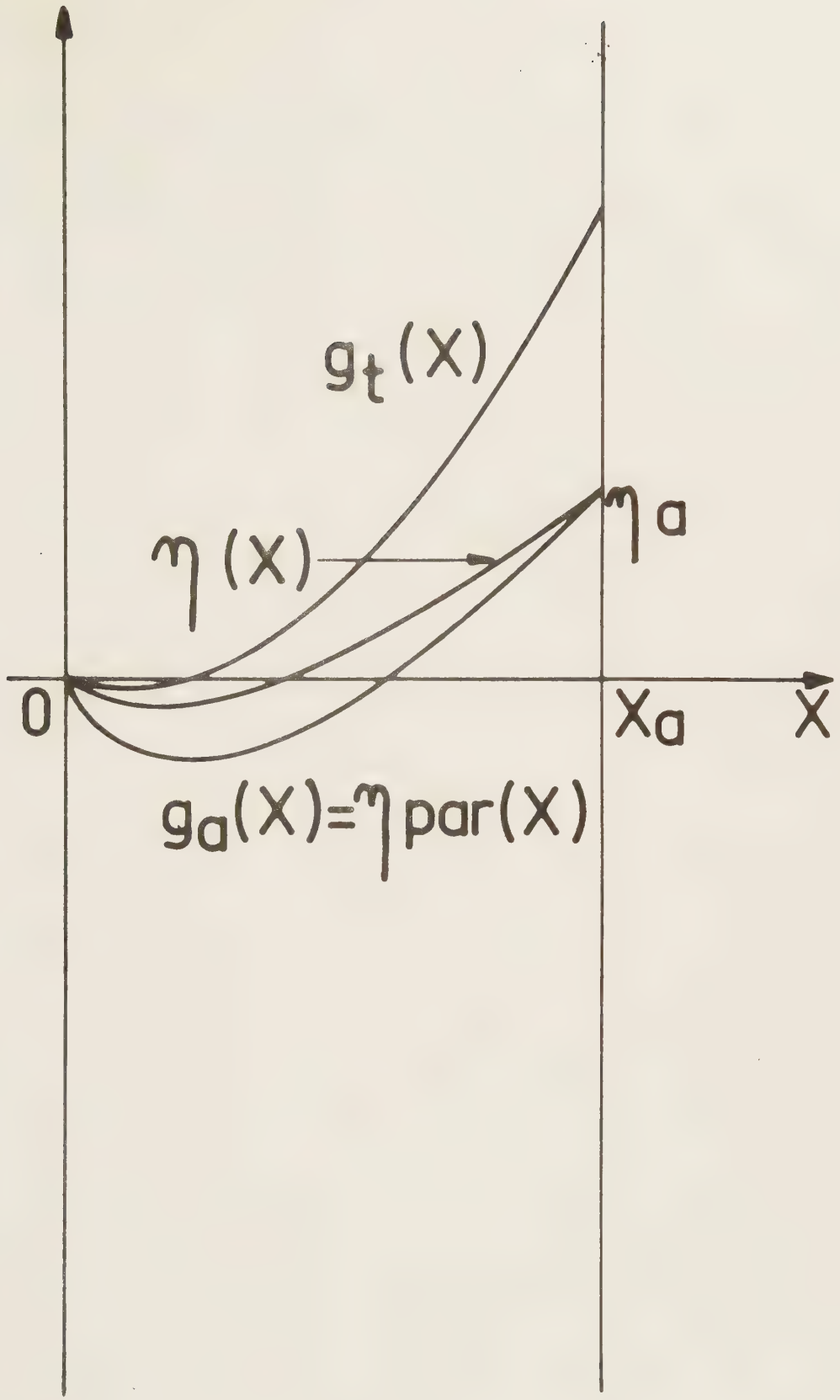
Nous pouvons observer que les deux courbes w_{xA} et w_{xB} se coupent seulement si $\eta > \eta_{par}$ et elles deviennent tangentes si $\eta = \eta_{par}$. Lorsque $\eta < \eta_{par}$, w_{x_4} devient imaginaire et les courbes w_{xA} et w_{xB} ne se coupent jamais. Cette circonstance attribue à la distribution de potentiel η_{par}, définie par l'équation (I.40), une importance spéciale. En effet, si la distribution réelle de potentiel η est comprise entre η_{par} et la droite $\frac{\eta_a}{X_a} X$ joignant l'origine à η_a (figure 3) (cette droite correspondant à la distribution de potentiel dans la diode plane en absence de charges d'espace) :

$$\eta_{par} \leq \eta \leq \frac{\eta_a}{X_a} X \tag{I.41}$$

les courbes w_{xA} et w_{xB} se coupent et les limites d'intégration peuvent être facilement déterminées. Par contre, si :

$$\eta < \eta_{par} \tag{I.42}$$

les courbes w_{xA} et w_{xB} ne se coupent pas, et la surface limite présente une discontinuité qui doit être traitée par une analyse spéciale, proposée par Lindsay (1960 a, 1964), mais qui implique la connaissance de la distribution réelle de potentiel dans la diode. Les résultats des calculs de Lindsay des densités électroniques et des courants seront donc différents dans les deux cas, définis par les relations (I.41) et (I.42).



- Figure 3 -

Les potentiels réduits $\eta\ (\ X\ )$, $\eta_{par}\ (\ X\ ) = X\ (\ X + \frac{\eta a}{X_a} - X_a\ )$

et $g_t\ (\ X\ ) = X\ (\ X + \eta'_o\ )$

Clarifions la signification de la distribution de potentiel η_{par}. Substituant l'expression de η_{par} (Eq. I.39) dans l'expression de w_x^2 (I.23) et mettant aussi $w_{yo} = \frac{1}{2}\left(\frac{\eta_a}{X_a} - X_a\right)$, l'équation (I.23) se réduit à :

$$w_x^2 = w_{xo}^2 = C^{te} \qquad (I.43)$$

Dans ce cas, la composante x de la vitesse réduite ne varie pas, la variation de l'énergie cinétique étant supportée par la composante y de la vitesse réduite w_y. Lorsque $w_{yo} = 0$ (or, dans ce cas, $\eta_a = X_a^2$), la distribution de potentiel donnée par l'équation (I.39) représente la distribution de Brillouin (1951) : $\eta = X^2$. Observons que la distribution de Brillouin n'est possible que lorsqu'on néglige les vitesses initiales tangentielles des électrons.

Lindsay introduit une terminologie spéciale pour distinguer les deux régimes définis par les équations (I.41) et (I.42) : le régime défini par l'équation (I.41) est dénommé "contrôlé par le champ magnétique", tandis que celui défini par l'équation (I.42) est dénommé "contrôlé par la charge d'espace". La justification de cette terminologie de Lindsay peut être trouvée dans les considérations suivantes. Lorsque $\eta > \eta_{par}$ (I.41), les électrons tangentiels ayant différentes valeurs pour w_{yo} peuvent pénétrer à différentes distances, limitées par l'anode, dans l'espace inter-électrodes. Comme ce processus est bien graduel et gouverné surtout par le champ magnétique, la présence du champ électrique ayant peu d'influence, Lindsay appelle ce régime "contrôlé par le champ magnétique", en opposition au régime où $\eta < \eta_{par}$ (I.42), lorsque l'analyse des trajectoires montre que les électrons tangentiels ne peuvent pénétrer au-delà d'une certaine distance $X_1 < X_a$. Ceci est dû au champ électrique qui est, dans ce cas, suffisant pour compenser l'effet du champ magnétique. Cette situation rappelle celle dans la région limitée par la charge d'espace d'une diode en absence

de champ magnétique, où les électrons peuvent être retournés vers la cathode à n'importe quel plan situé entre la cathode et le minimum de potentiel, mais pas à un plan situé entre le minimum de potentiel et l'anode. Pour ces raisons, Lindsay appelle ce régime "contrôlé par la charge d'espace".

Récemment, Smol (1971) a formulé certaines objections contre la terminologie introduite par Lindsay : Smol estime que l'utilisation par Lindsay des termes "contrôlé par le champ magnétique" et "contrôlé par la charge d'espace" peut conduire à une certaine confusion, étant donné que le contrôle par la charge d'espace a déjà un sens établi pour les diodes ordinaires ($B = 0$). Il se réfère au cas où un champ retardateur empêche certains électrons de quitter la cathode. Le courant anodique, contrôlé par la charge d'espace, dépend de la distance cathode-anode et de la différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'anode. Dans le cas alternatif, quand il n'y a pas de région de champ retardateur, il n'y aura pas d'électrons renvoyés vers la cathode et le courant qui atteint l'anode sera égal au courant de saturation; ce cas est celui du courant contrôlé par la température, qui est distingué d'une façon opérationnelle par l'observation que le courant anodique ne dépend plus de la tension anodique. Ces distinctions ne peuvent être appliquées directement aux diodes à champs croisés, essentiellement parce que le champ magnétique renvoie toujours certains électrons vers la cathode.

Du point de vue théorique, le terme "contrôlé par la charge d'espace" a été utilisé lorsque la charge d'espace a dû être prise en considération pour prédire la distribution du potentiel et les trajectoires des électrons.

Considérant n'importe lequel de ces deux usages, les termes de Lindsay "contrôlé par le champ magnétique" et "contrôlé par la charge d'espace" se réfèrent tous les deux au cas contrôlé par la charge d'espace. Smol propose d'utiliser le terme "contrôlé par le champ électrique" là où Lindsay utilise celui de "contrôlé par la

charge d'espace", les deux termes venant sous le titre générique "contrôlé par la charge d'espace". De cette façon, le terme "contrôlé par le champ magnétique" décrira le régime où le mouvement des électrons dans la diode est "gouverné d'une façon prédominante par le champ magnétique, la présence du champ électrique ayant peu d'influence" (Lindsay, 1960 b), le nombre des électrons retournant vers la cathode étant indépendant de la configuration du champ électrique entre les électrodes (mais il dépendra quand même du potentiel de l'anode); le terme "contrôlé par le champ électrique" décrira le régime où le nombre des électrons retournant vers la cathode dépend aussi de la configuration du champ électrique entre les électrodes.

La raison pratique de la distinction entre les deux types de limitations par la charge d'espace vient du fait que le courant anodique est donné par l'équation (I.49) (pour le magnétron plan) et par l'équation (I.76) (pour le magnétron cylindrique) dans le régime contrôlé par le champ magnétique, tandis qu'un calcul élaboré est nécessaire pour chaque valeur de la tension anodique pour déterminer le courant anodique dans le régime contrôlé par le champ électrique.

I.4 - RESULTATS DE LA THEORIE DE LINDSAY, CONCERNANT LES DENSITES ELECTRONIQUES ET LES DENSITES DE COURANT DANS LE MAGNETRON PLAN. REGIME CONTROLE PAR LE CHAMP MAGNETIQUE

Nous présenterons les résultats de la théorie de Lindsay pour le régime "contrôlé par le champ magnétique". Ce régime comporte une limitation sur la distribution du potentiel dans le magnétron plan, formulée par l'inégalité (I.41). Lindsay impose une seconde restriction à cette distribution de potentiel η, notamment que sa dérivée η' soit une fonction qui augmente d'une manière monotone avec X, et que :

$$\eta' \leq g'_t(X) \tag{I.44}$$

où :
$$g_t(X) = X(X + \eta_o') \tag{I.45}$$

soit une fonction tangente à η à l'origine X = 0 (figure 3). Cette restriction signifie seulement que η est une fonction régulière et qu'en particulier elle ne possède pas plus qu'un minimum entre la cathode et l'anode.

Lindsay calcule la densité volumique des électrons pour n'importe quel point entre les électrodes, en intégrant la densité dans l'espace des phases $n(\vec{R},\vec{w})$ par rapport à $\vec{w}$; comme il considère le régime contrôlé par le champ magnétique, les limites d'intégration dans les directions w_x et w_y sont données par (I.32), (I.34-38) et fig. 2, et $-\infty$, $+\infty$, dans la direction w_z. Le résultat prend la forme :

$$n(R) = \int n(\vec{R},\vec{w})\, d\vec{w} = n_T\, e^{\eta} \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{w_{y2}} \exp(-w_y^2)\, \operatorname{erf} w_{xB}\, dw_y \cdots \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{w_{y4}}^{\infty} \exp(-w_y^2)\, \operatorname{erf} w_{xA}\, dw_y - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{w_{y4}}^{w_{y2}} \exp(-w_y^2)\, \operatorname{erf} w_{xB}\, dw_y \right\} \tag{I.46}$$

La densité de courant $\vec{J}(\vec{R})$ est définie par la relation :

$$\vec{J}(\vec{R}) = \int \dot{\vec{R}}\, n(\vec{R},\vec{w})\, d\vec{w} = \omega_c \int \vec{w}\, n(\vec{R},\vec{w})\, d\vec{w} = J_s\, e^{\eta} \frac{2}{\pi} \int \vec{w} \exp(-\vec{w}^2)\, d\vec{w} \tag{I.47}$$

Ici :
$$J_s = \frac{\omega_c}{\sqrt{\pi}} n_T \tag{I.48}$$

Les résultats obtenus pour les trois composantes de la densité de courant sont les suivantes :

$$J_x(\vec{R}) = \frac{1}{2} J_s \left[\left\{ 1 + \operatorname{erf} \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_a}{X_a} - X_a \right) \right\} + e^{\eta_a} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_a}{X_a} + X_a \right) \right\} \right] = J_a \tag{I.49}$$

$$J_y(R) = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ \exp(\eta_a) \int_{-\infty}^{-w_{x4}} \exp\left[- \left\{ \frac{w_x^2}{2(X_a - X)} + \frac{1}{2}(X_a - X) - \frac{\eta - \eta_a}{2(X_a - X)} \right\} \right] dw_x \ldots \right.$$

$$\left. \ldots + \int_{-w_{x4}}^{\infty} \exp\left[- \left\{ \frac{w_x^2}{2X} + \frac{1}{2} X - \frac{\eta}{2X} \right\}^2 \right] dw_x \right\} \qquad (I.50)$$

$$J_z(\vec{R}) = 0 \qquad (I.51)$$

w_{x4} étant donné par (I.37) ou (I.40).

Observons que la composante perpendiculaire à la cathode de la densité de courant ne dépend pas de X et η, mais seulement de η_a et X_a (en effet, l'absence de η dans l'équation (I.49) est la conséquence directe de la restriction imposée par (I.41)). De cette façon, l'équation (I.49) donne la densité de courant J_x en n'importe quel point de l'espace inter-électrodes, y compris sur l'anode.

Observons d'autre part que la composante tangentielle de la densité de courant J_y est une fonction de η, X et η_a, X_a.

Certaines valeurs X présentent un intérêt particulier. Par exemple, pour X = 0 et X = X_a, l'équation (I.50) se réduit à , respectivement :

$$J_y(\vec{R}_o) = J_s \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(\eta_a) \int_0^{\infty} \exp\left[- \left\{ \frac{w_x^2}{2X_a} + \frac{1}{2} X_a + \frac{\eta_a}{2X_a} \right\}^2 \right] dw_x \qquad (I.52)$$

et

$$J_y(\vec{R}_a) = J_s \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\infty}^{0} \exp\left[- \left\{ \frac{w_x^2}{2X_a} + \frac{1}{2} X_a - \frac{\eta_a}{2X_a} \right\}^2 \right] dw_x \qquad (I.53)$$

L'équation (I.53) est d'une importance particulière, car elle permet de calculer le rapport des composantes tangentielle et normale à la surface de l'anode

$J_y(R_a) / J_x(R_a)$. Ce rapport a été calculé par Lindsay (1960 b) et peut atteindre une valeur comprise entre 300 et 500.

La distribution de potentiel pourra être calculée en substituant l'expression de $n(\vec{R})$ (I.46) dans l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_o} = \frac{e}{\varepsilon_o} n(\vec{r}) \qquad (I.54)$$

En utilisant les variables réduites définies par les équations (I.16) à (I.19) et l'équation (I.30), on peut écrire l'équation (I.54) sous la forme :

$$\frac{d^2\eta}{dX^2} = \frac{e^2}{kT\varepsilon_o} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2} \omega_c\, n(\vec{R}) = A\, F(X,\eta) \qquad (I.55)$$

où :

$$A = \frac{e\sqrt{\pi}}{kT\varepsilon_o} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{-1/2} \omega_c^{-2}\, i_s = 4{,}1343.10^{-4} \frac{i_s}{B^2\sqrt{T}} \qquad (I.56)$$

et :

$$i_s = e \frac{m}{2kT} \omega_c^2 J_s \qquad (I.57)$$

i_s est la densité de courant de saturation

$F(X,\eta)$ est donné par la partie droite de l'équation (I.46), mais sans le facteur n_T.

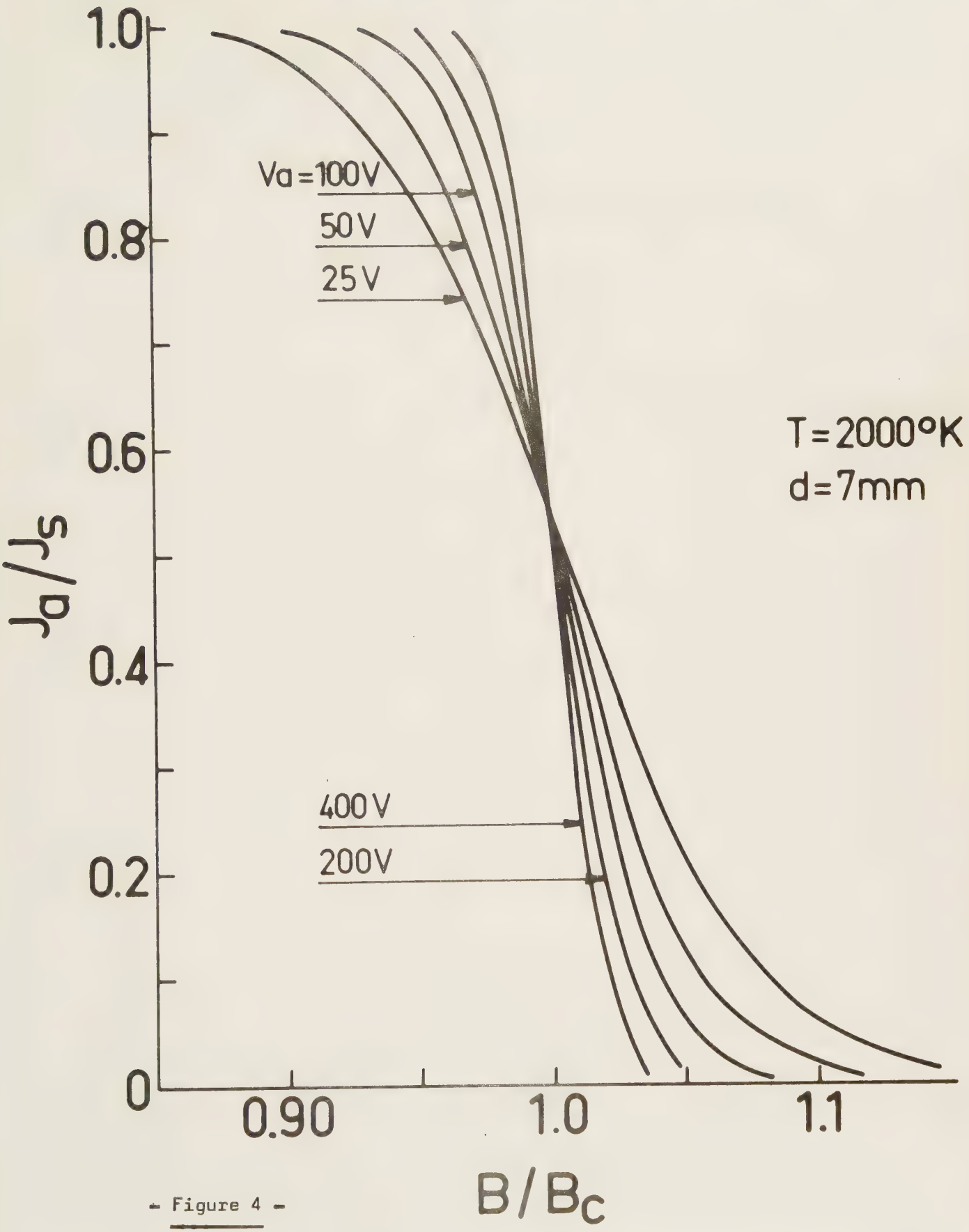
Considérant la forme compliquée de (I.46), l'équation (I.55) ne peut être résolue que numériquement.

Pour obtenir une image concrète des caractéristiques de coupure prédites par la théorie de Lindsay, nous avons calculé ces caractéristiques à partir de l'équation (I.49), pour différentes températures de la cathode, différentes valeurs de la distance

inter-électrodes et de la tension anodique. Les résultats de ce calcul sont présentés sur les figures 4, 5 et 6. En abscisse, nous avons porté le rapport B/B_c, où B_c est la valeur critique du champ magnétique, et en ordonnée le rapport J_a/J_s.

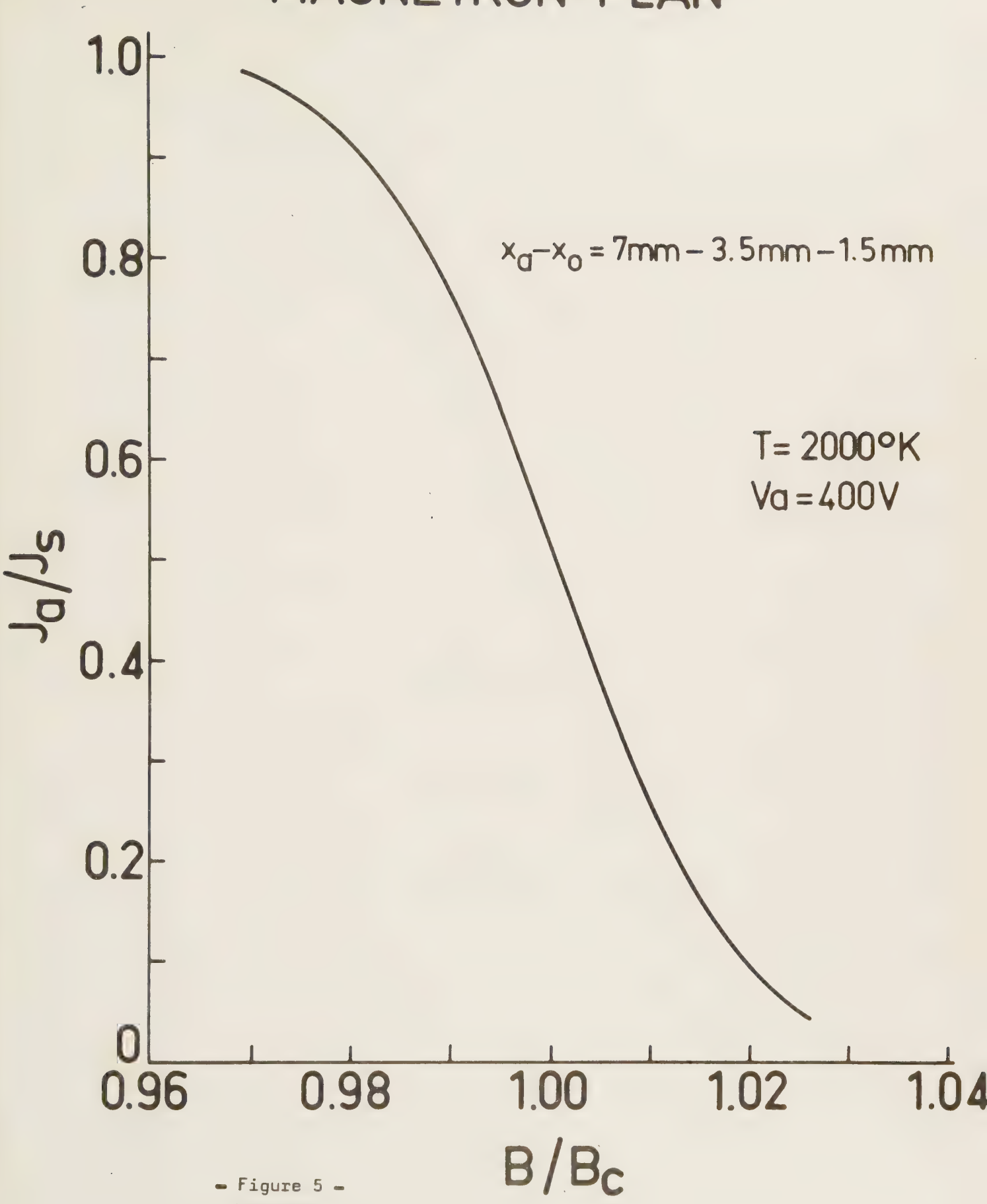
Sur la figure 4, nous présentons les courbes correspondant à différentes tensions anodiques pour une distance inter-électrodes et une température de cathode données. La courbe présentée sur la figure 5 correspond, pour une tension anodique et une température de cathode données, à différentes distances inter-électrodes. Notons que la distance inter-électrodes ne modifie pas la forme de la caractéristique de coupure, lorsque nous portons en abscisse le rapport B/B_c (figure 5). Enfin, sur la figure 6, nous avons fait varier la température de la cathode, pour une tension anodique et une distance inter-électrodes données. Il faut mentionner que la figure 6 n'illustre l'effet du courant d'émission ou de la charge d'espace que dans la mesure où la diode magnétron reste dans le régime "contrôlé par le champ magnétique". En effet, nous pouvons appliquer la relation (I.49) seulement lorsque l'inégalité (I.41) est respectée, et donc lorsque la charge d'espace n'est pas très importante. La figure 6 peut illustrer l'effet de la température de la cathode lorsque, dans la même diode, nous introduisons des cathodes à travaux de sortie différents et mesurons les caractéristiques de coupure pour un même courant d'émission de valeur suffisamment faible pour que le potentiel satisfasse l'inégalité (I.41) en tous les points de la diode.

En liaison avec la valeur critique du champ magnétique, B_c, qui intervient dans le rapport B/B_c, porté en abscisse des figures 4-6, il paraît important de définir clairement les généralisations des notions bien établies de la théorie élémentaire. Une telle notion est le point de coupure correspondant au champ magnétique critique B_c, où, d'une manière idéale, le courant anodique chute brutalement à zéro. En tenant compte de la distribution des vitesses initiales, un tel point ne peut exister, même en théorie. En ce cas, la courbe représentant la dépendance du courant anodique en



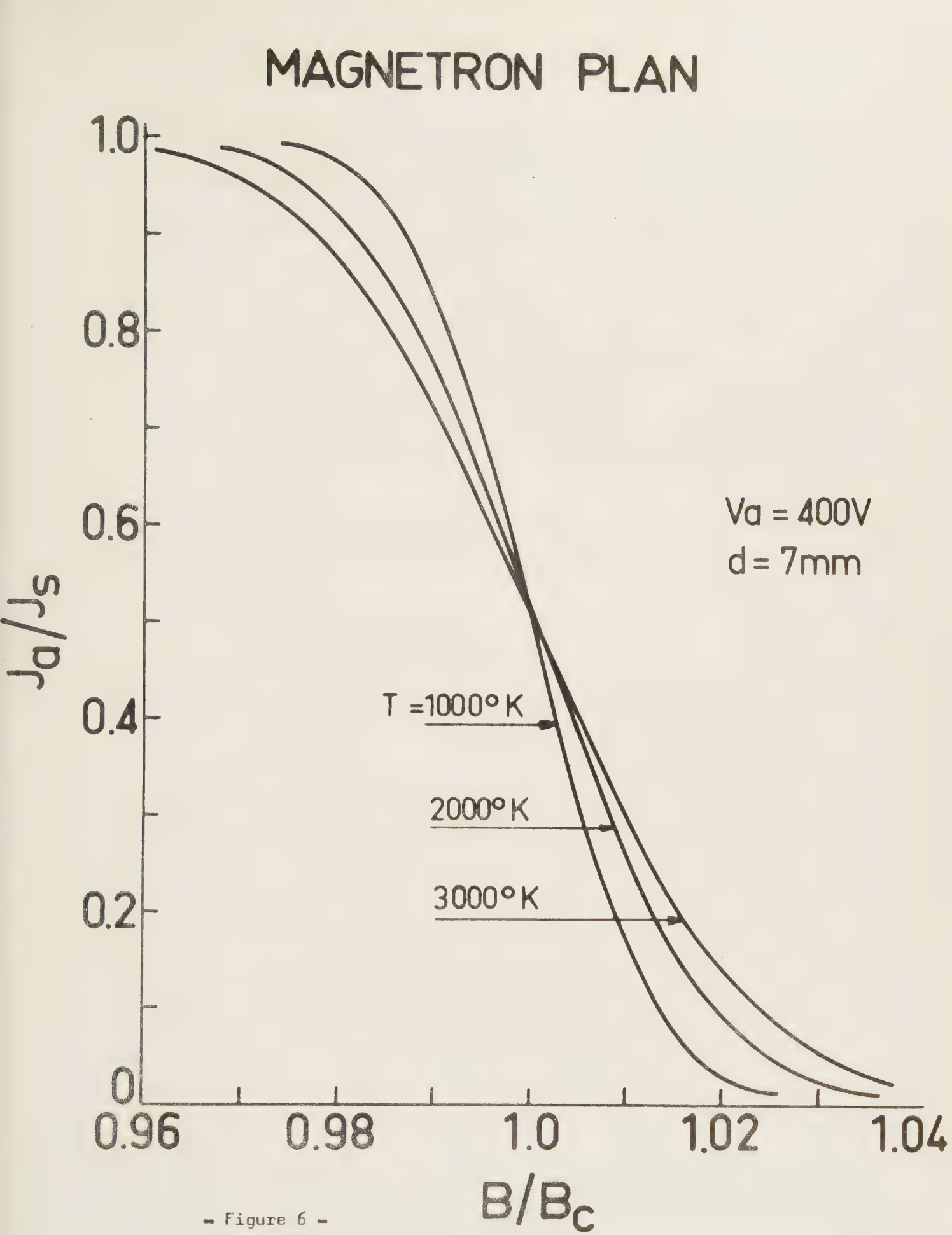
- Figure 4 -

Réseau de caractéristiques de coupure d'un magnétron plan en régime contrôlé par le champ magnétique, calculées suivant l'équation I.49 de la théorie de Lindsay (1960b), pour la même distance inter-électrodes et la même température de la cathode, mais pour différentes tensions anodiques.



- Figure 5 -

Caractéristique de coupure d'un magnétron plan en régime contrôlé par le champ magnétique, calculée suivant l'équation I.49 de la théorie de Lindsay (1960b), pour la même tension anodique et la même température de la cathode, mais pour différentes distances inter-électrodes.



- Figure 6 -

Réseau de caractéristiques de coupure d'un magnétron plan en régime contrôlé par le champ magnétique, calculées suivant l'équation I.49 de la théorie de Lindsay (1960b), pour la même distance inter-électrodes et la même tension anodique, mais pour différentes températures de la cathode.

fonction du champ magnétique est formée de deux plateaux reliés par une partie inclinée. Le point d'inflexion d'une telle courbe coïncide, suivant la théorie de Lindsay, avec le point de coupure de la théorie élémentaire, et il paraît convenable de retenir son nom, quoiqu'on ait maintenant une région de coupure dans laquelle le courant anodique chute très vite. La valeur B_c peut être tirée facilement de l'équation (I.26) : si on admet que l'électron ait des vitesses initiales nulles ($v_{xo} = v_{yo} = 0$), la condition pour que la trajectoire de l'électron soit tangente à l'anode ($v_{xa} = 0$) conduit à la relation donnant le champ magnétique critique de la théorie élémentaire :

$$B_{cr}^2 = \frac{2m}{e} \frac{(\Phi_a - \Phi_o)}{(x_a - x_o)^2} \qquad (I.58)$$

I.5 - THEORIE GENERALE DE L'ETAT STATIONNAIRE DES MAGNETRONS CYLINDRIQUES D'APRES LINDSAY

Dans son analyse du magnétron cylindrique, Lindsay (1960 c) suit une voie similaire à celle que nous avons décrite en détail ci-dessus pour les magnétrons plans. Nous omettrons les calculs intermédiaires, et nous écrirons directement les équations du mouvement, à l'aide des variables réduites :

$$w_r^2 + w_\theta^2 = w_{ro}^2 + w_{\theta_o}^2 + \eta \qquad (I.59)$$

$$\left[R\, w_\theta - \alpha(R^2 - 1)\right]^2 = w_{\theta_o}^2 \qquad (I.60)$$

$$w_z^2 = w_{zo}^2 \qquad (I.61)$$

La définition des variables réduites est donnée par (I.16) et (I.17) pour η et w, et par les relations suivantes :

$$R = \frac{r}{r_o} \tag{I.62}$$

$$\omega_H = \frac{eB}{2m} \tag{I.63}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{m}{2kT}}\ \omega_H\, r_o \tag{I.64}$$

L'indice "o" se réfère aux valeurs des paramètres sur la cathode.

Comparant les équations (I.59 - I.61) aux équations du magnétron plan (I.20 - I.22), nous observons qu'elles deviennent identiques lorsque $R \to 1$, le rayon de la cathode augmentant sans limite; en effet, dans ces conditions :

$$r_o\,(R^2 - 1) \quad \to \quad 2\,(r - r_o) \tag{I.65}$$

et l'équation (I.60) se réduit à :

$$\left[w_\theta - \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} 2\,\omega_H\,(r - r_o) \right]^2 = w_{\theta_o}{}^2 \tag{I.66}$$

Cette équation est identique à (I.21), les notations mises à part.

Dans le cas du magnétron plan, il avait été possible de combiner la fréquence cyclotronique ω_c avec la distance de la cathode $x - x_o$ dans une nouvelle variable X (I.18). La valeur de x_o n'avait aucune importance, car seule la distance $x - x_o$ intervenait dans les équations. Dans le magnétron cylindrique, la situation est bien différente : ici, nous devons connaître non seulement la valeur de B et de $r - r_o$, mais aussi celle du rayon de la cathode r_o. Ceci est assez évident, car les forces qui agissent sur l'électron à 1 cm de la cathode sont bien différentes si r_o = 1 mm ou si r_o = 1 cm. Les paramètres T, B (ou ω_H) et r_o peuvent maintenant être regroupés dans une variable supplémentaire α, qui montre que le champ magnétique et le rayon

de courbure du système, donné par r_o, agissent dans le même sens, en facilitant l'échange d'énergie entre les directions tangentielle et radiale du mouvement.

Eliminant w_θ des équations (I.59) et (I.60), nous obtenons :

$$w_r^2 = w_{ro}^2 + \left[1 - \left(\frac{1}{R}\right)^2\right](w_{\theta o} - \alpha)^2 - \alpha^2(R^2 - 1) + \eta \qquad \text{(I.67)}$$

L'équation (I.67) montre que la force centrifuge et le champ magnétique agissent dans des sens opposés : la force centrifuge aide l'électron à atteindre l'anode, tandis que le champ magnétique le freine.

Lorsque les vitesses initiales des électrons sont nulles ($w_{ro} = w_{\theta o} = 0$), comme on le considère dans la théorie élémentaire du magnétron cylindrique, nous trouvons que les trajectoires des électrons sont tangentes à l'anode si :

$$\frac{1}{2}\left[\frac{\eta_a R_a^2}{\alpha(R_a^2 - 1)} - \alpha(R_a^2 - 1)\right] = C_a = 0 \qquad \text{(I.68)}$$

Substituant les équations (I.16), (I.17), (I.62 - I.64), nous trouvons que l'équation (I.68) se réduit à l'expression familière du champ magnétique critique :

$$B_c^2 = \frac{8m}{e}\,\frac{\phi_a - \phi_o}{r_a^2(1 - r_a^2/r_a^2)^2} \qquad \text{(I.69)}$$

Lorsque la vitesse tangentielle initiale des électrons n'est pas nulle ($w_{ro} = 0$, $w_{\theta o} \neq 0$), nous trouvons, en mettant $w_r = 0$ à $R = R_a$, que les trajectoires des électrons seront tangentes à l'anode lorsque :

$$w_{\theta o} = \alpha\left\{1 \pm \sqrt{1 - \frac{2C_a}{\alpha}}\right\} \qquad \text{(I.70)}$$

L'existence de deux vitesses initiales pour lesquelles la trajectoire d'un

électron peut être tangente à l'anode est caractéristique du magnétron cylindrique et n'a pas d'équivalent dans le cas du magnétron plan. Elle est la conséquence directe du terme $\left(1 - \frac{1}{R^2}\right)(w_{\theta_o} - \alpha)^2$ (éq. I.67), qui montre que la variation de w_r sur la trajectoire électronique ne dépend que de la valeur de la différence $w_{\theta_o} - \alpha$ et non de son signe. Ceci devient possible dans le magnétron cylindrique à cause des trois forces différentes qui y interviennent : les forces centrifuge, magnétique et électrique, qui peuvent s'équilibrer de deux façons différentes. L'équation (I.70) montre d'autre part que pour $c_a > \frac{1}{2}\alpha$, w_{θ_o} devient complexe, autrement dit que tous les électrons qui ont quitté la cathode atteindront l'anode.

Lindsay (1960 c) a obtenu les solutions pour la densité électronique, ainsi que pour les trois composantes de la densité de courant, dans la région "contrôlée par le champ magnétique" qui, dans le cas du magnétron cylindrique, correspond aux distributions de potentiel comprises entre :

$$\eta_{qp} \leq \eta \leq \eta_\alpha \tag{I.71}$$

où :

$$\eta_{qp} = \frac{\alpha(R^2-1)}{R^2}\left\{\alpha(R^2-1) + 2\,Ca\right\} \tag{I.72}$$

et :

$$\eta_\alpha = \alpha^2(R^2 - 1) \tag{I.73}$$

Lindsay impose également une seconderestriction à cette distribution de potentiel :

$$\eta'(R) \leq g'_t(R) \tag{I.74}$$

où

$$g_t(R) = \alpha^2(R^2 - 1) - \left[1 - \frac{1}{R^2}\right](\alpha^2 - \frac{1}{2}\eta'_o) \tag{I.75}$$

est une fonction tangente à η à la cathode. Ceci signifie seulement que η est une fonc-

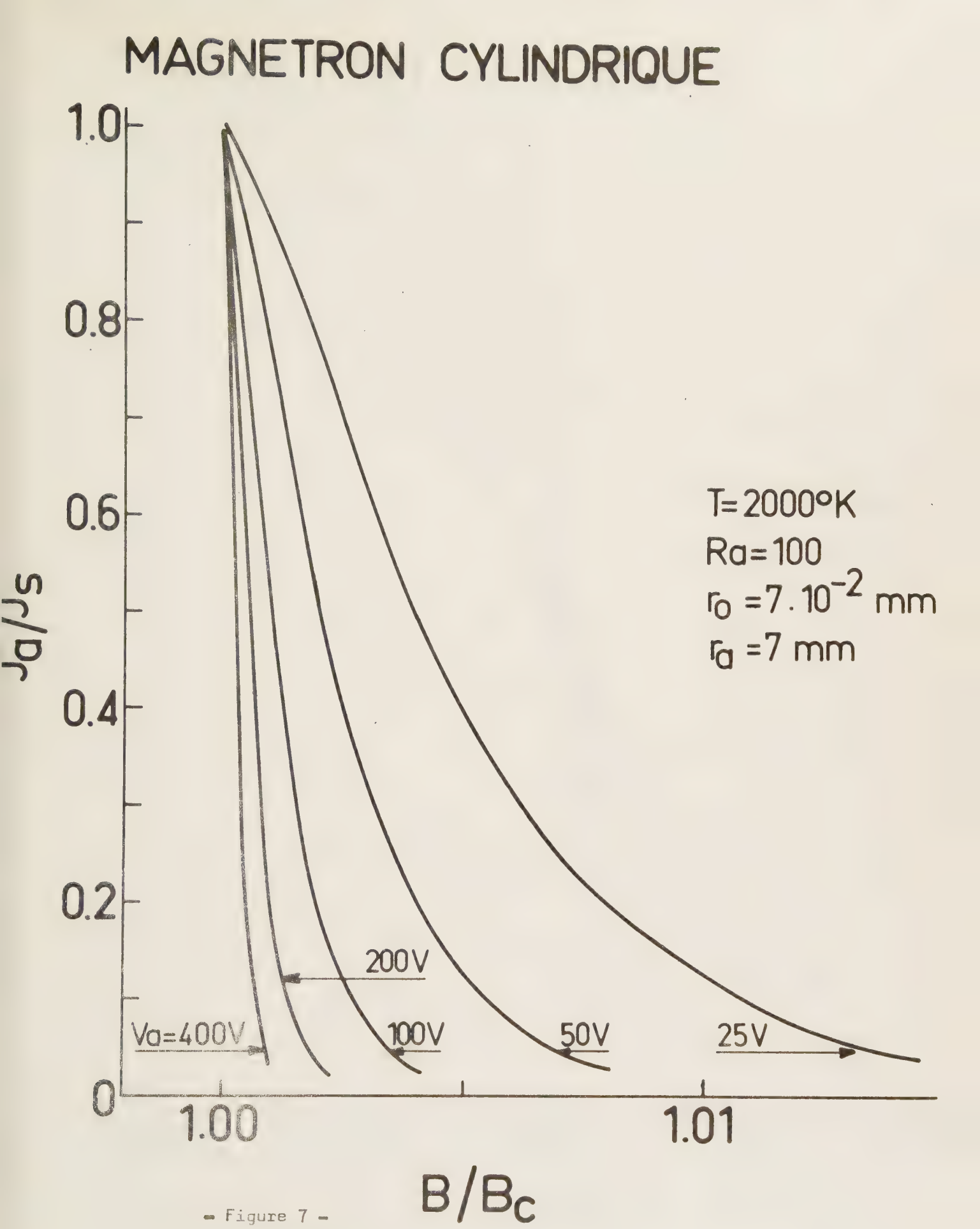
tion régulière et qu'en particulier η ne possède pas plus d'un minimum entre la cathode et l'anode.

Nous reproduirons ici seulement l'expression de la composante radiale de la densité du courant, avec C_a comme paramètre :

$$J_r(\vec{q}) = J_s \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \alpha \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2C_a}{\alpha}} \right] + 1 - \operatorname{erf} \alpha \left[1 + \sqrt{1 - \frac{2C_a}{\alpha}} \right] + \ldots \right.$$

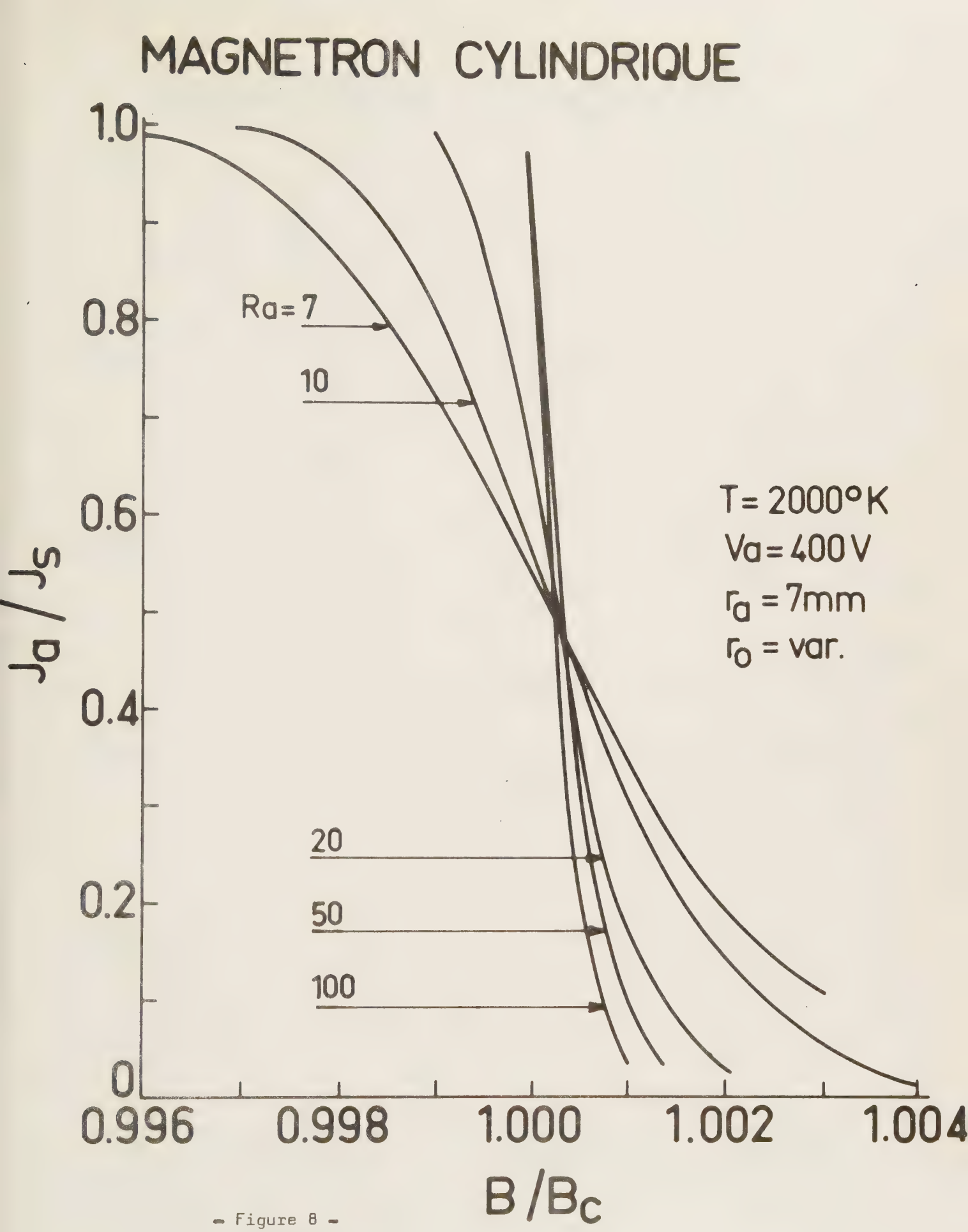
$$\left. \ldots + R_a \exp \eta_a \left\{ \operatorname{erf} \left[\alpha R_a + \frac{\alpha}{R_a} \sqrt{1 - \frac{2C_a}{\alpha}} \right] - \operatorname{erf} \left[\alpha R_a - \frac{\alpha}{R_a} \sqrt{1 - \frac{2C_a}{\alpha}} \right] \right\} \right] \quad (I.76)$$

La relation (I.76) nous a permis de calculer la caractéristique de coupure pour différentes valeurs de la température de la cathode, de la tension anodique et du rapport $R_a = r_a/r_o$. Les résultats de ce calcul sont présentés sur les figures 7 - 9, où nous avons porté en abscisses le rapport B/B_c et en ordonnées le rapport J_a/J_s. Les figures 7 et 9 sont analogues, respectivement, aux figures 4 et 6, en ce sens que nous avons utilisé dans le calcul les mêmes température, tension anodique et distance inter-électrodes, pour faciliter la comparaison des caractéristiques de coupure des magnétrons plans et cylindriques. La valeur du rapport R_a a été maintenue constante dans les figures 7 et 9 : $R_a = 100$, ce qui correspond à un magnétron cylindrique ayant comme cathode un fil très fin. La figure 8 présente un réseau de courbes qui correspondent à la même tension anodique et la même température de cathode que le réseau de la figure 7, mais nous y avons fait varier la valeur du rapport R_a.



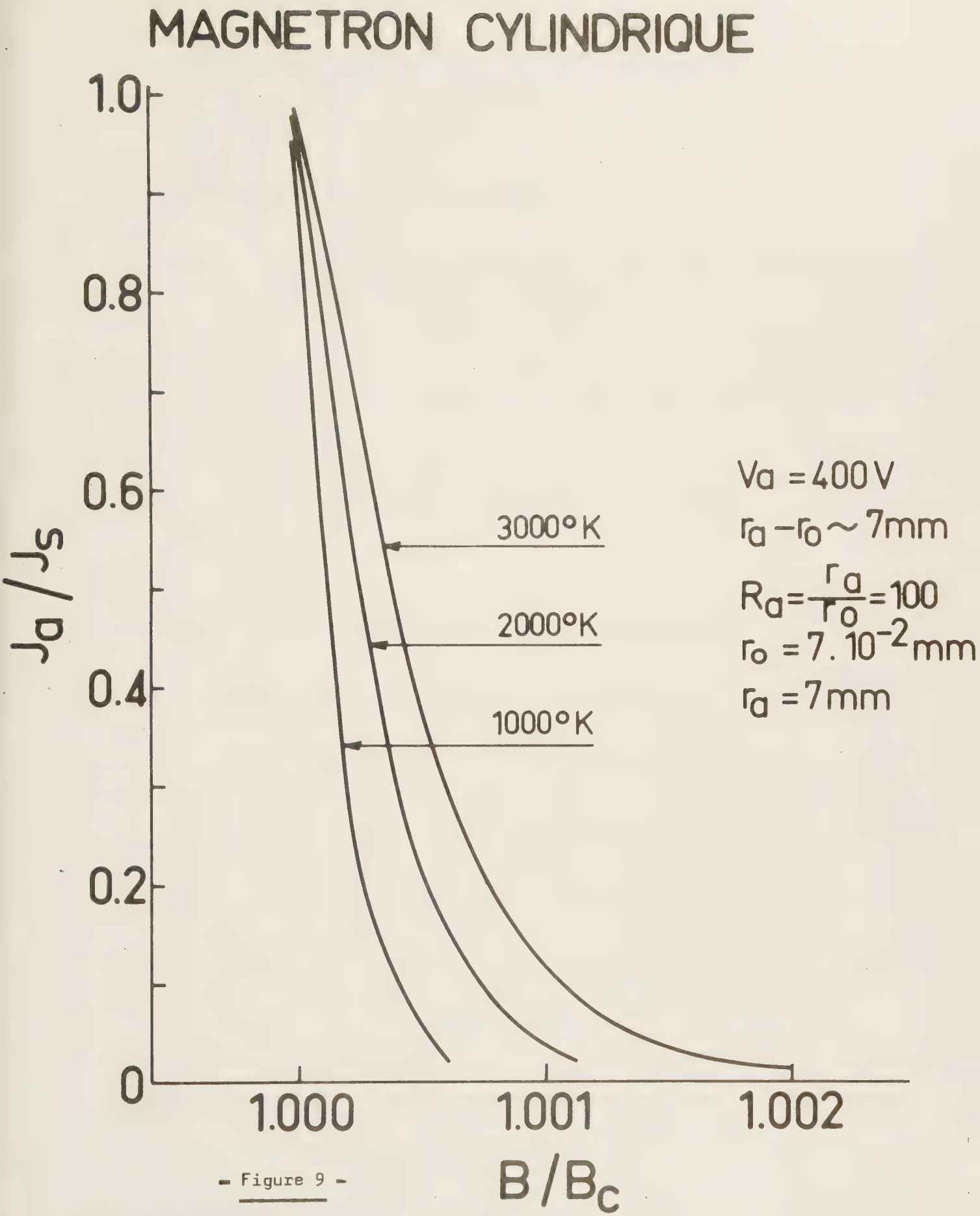
- Figure 7 -

Réseau de caractéristiques de coupure d'un magnétron cylindrique en régime contrôlé par le champ magnétique, calculées suivant l'équation I.76 de la théorie de Lindsay (1960c), pour la même diode et la même température de la cathode, mais pour différentes tensions anodiques.



- Figure 8 -

Réseau de caractéristiques de coupure d'un magnétron cylindrique en régime contrôlé par le champ magnétique, calculées suivant l'équation I.76 de la théorie de Lindsay (1960c), pour des diodes ayant le même rayon de l'anode, la même température de la cathode et la même tension anodique, mais des cathodes de différents rayons.



- Figure 9 -

Réseau de caractéristiques de coupure d'un magnétron cylindrique en régime contrôlé par le champ magnétique, calculées suivant l'équation I.76 de la théorie de Lindsay (1960c), pour des diodes ayant les mêmes rayons de l'anode et de la cathode, mais différentes températures de la cathode.

I.6 - COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DE COUPURE DES MAGNETRONS PLANS ET CYLINDRIQUES RESULTANT DE LA THEORIE DE LINDSAY DU REGIME CONTROLE PAR LE CHAMP MAGNETIQUE

1. LARGEUR EFFECTIVE DE LA REGION DE COUPURE

De façon générale, la variation de J_a/J_s avec B/B_c est plus rapide dans le magnétron cylindrique que dans le magnétron plan. Si nous comparons les figures 4 et 7, nous remarquons que pour une tension anodique de 50 V, à température et distance inter-électrodes égales, la largeur effective* de la région de coupure représente 20 % de la valeur B_c dans le cas du magnétron plan, et seulement 1 % de la valeur B_c dans le cas du magnétron cylindrique, caractérisé par un fort rapport des rayons de l'anode et de la cathode ($R_a = 100$).

2. INFLUENCE DE LA DISTANCE INTER-ELECTRODES ET DU RAPPORT R_a

Pour le magnétron plan, la largeur effective relative de la région de coupure ($\Delta B/B_c$) ne dépend pas de la distance inter-électrodes, pour une tension anodique et une température de la cathode données. La figure 5, avec laquelle nous nous proposions d'illustrer l'effet de la distance inter-électrodes dans le magnétron plan, contient une courbe unique, qui correspond à différentes distances inter-électrodes.

Par contre, pour le magnétron cylindrique, la largeur effective relative de la région de coupure dépend du rapport R_a et donc ainsi de la distance inter-électrodes. Si nous examinons la figure 8, nous observons que la réduction du rapport R_a conduit - pour des valeurs constantes de la tension anodique et de la température - à l'élargissement considérable de la région de coupure : $\Delta B/B_c$ varie dans l'exemple présenté sur la figure 8 de 10^{-3}, pour $R_a = 100$, à 10^{-2}, pour $R_a = 10$.

---

* La définition de la largeur effective de la région de coupure a été donnée au paragraphe I.1.

3. POSITION DE LA REGION DE COUPURE PAR RAPPORT AU "POINT DE COUPURE"

Pour le magnétron plan, le "point de coupure" est situé au centre de la région de coupure et B_c correspond à $J_a/J_s \approx 0,5$.

Pour le magnétron cylindrique, le "point de coupure" est situé, pour les valeurs R_a fortes, tout au début de la chute du courant anodique (figure 7), mais il se déplace vers le centre de la région de coupure lorsque R_a tend vers 1 (figure 8).

4. INFLUENCE DE LA TENSION ANODIQUE

La réduction de la tension anodique entraîne un élargissement de la région de coupure dans le cas du magnétron plan, comme dans celui du magnétron cylindrique.

5. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE LA CATHODE

L'augmentation de la température de la cathode conduit dans les deux cas à l'élargissement de la région de coupure (figures 6 et 9). L'augmentation de la température peut être associée avec l'augmentation du courant d'émission et de la charge d'espace, mais seulement dans la mesure où la diode magnétron reste dans le régime "contrôlé par le champ magnétique".

CONCLUSION

Jusqu'à ces derniers temps, il n'y a pas eu de résultats expérimentaux publiés* qui puissent confirmer les prévisions de Lindsay concernant la coupure du courant anodique des magnétrons. Ceci est facile à comprendre car, dans les conditions usuel-

---

* Les résultats figurant dans la thèse de Smol (1971), représentant une confirmation de la théorie de Lindsay (1960), ont confirmé nos résultats (Bacal, 1970, Bacal, Cristescu et Voci, 1970) un an après leur publication. Les données contenues dans la thèse de Smol étant ultérieures à nos travaux ainsi qu'à nos publications, nous ne les rappelons pas dans la motivation de nos expériences.

les d'expériences une multitude d'autres effets se superposent à celui des vitesses initiales des électrons. Si nous avions la possibilité d'éliminer les plus importants de ces effets, nous devrions nous poser le problème suivant : quelle est la meilleure configuration de la diode-magnétron pour laquelle on pourrait vérifier la théorie de Lindsay. En effet, nous avons vu (figures 4 - 9) que la caractéristique de coupure en fonction du rapport B/B_c est, dans certain cas, très raide. Or, le choix de la configuration de la diode-magnétron et de son régime de fonctionnement doivent permettre la mesure du champ magnétique ou de la tension anodique variant dans la région de coupure.

De la comparaison des caractéristiques J_a/J_s en fonction de B/B_c des diodes-magnétron planes et cylindriques ayant des cathodes fonctionnant à la même température, les mêmes distance inter-électrodes et tension anodique, nous pouvons conclure que la largeur effective de la région de coupure du magnétron plan est considérablement plus importante que celle d'un magnétron cylindrique à fort rapport R_a. Ceci est la conséquence de la présence dans le magnétron cylindrique d'une troisième force - la force centrifuge - à côté des forces exercées par les champs électrique et magnétique. En effet, la largeur effective de la région de coupure dans la théorie de Lindsay résulte surtout de l'effet des composantes tangentielles des vitesses initiales des électrons (second terme dans les équations I.24 et I.67). Cet effet est diminué dans le magnétron cylindrique par celui de la force centrifuge.

Pour cette raison, il apparaît que la vérification expérimentale de la théorie de Lindsay est sensiblement plus facile dans une configuration plane. Par ailleurs, dans une telle configuration, les phénomènes spécifiques à l'intéraction des vitesses initiales des électrons avec les champs électrique et magnétique croisés ont lieu dans leur forme élémentaire; l'interférence de la force centrifuge est très importante dans le magnétron cylindrique à fort rapport R_a, mais elle ne fait que réduire l'ef-

fet de l'interaction spécifique des champs électrique et magnétique avec les électrons.

I.7 - RESULTATS DE LA THEORIE DE LINDSAY POUR LE MAGNETRON PLAN, EN REGIME CONTROLE PAR LE CHAMP ELECTRIQUE

Ces résultats se rapportent aux cas où η descend au voisinage de la cathode au-dessous de η_{par} (éq. I.42), comme on peut s'y attendre pour des valeurs très fortes du courant de saturation ou pour des valeurs très basses du champ magnétique.

Nous avons montré précédemment que les courbes w_{xA} et w_{xB} qui limitent la région de l'espace des phases qui contient les trajectoires électroniques (éq. I.32 et I.34) ne se coupent pas lorsque $\eta < \eta_{par}$. Lindsay (1964) traite cette discontinuité dans la surface limite en introduisant un troisième groupe de trajectoires limites; ce sont les trajectoires des électrons dont la vitesse w_{xo} leur permet de dépasser un certain point X_1. La valeur X_1 est définie pour chaque valeur w_{yo} par l'équation :

$$\eta'_1 = 2(X_1 + w_{yo}) \tag{I.77}$$

Mettant la condition : $w_x = 0$ pour $X = X_1$, dans l'équation (I.23), Lindsay obtient l'expression de la courbe C :

$$w_x^2 = (X_1 + w_{yo})^2 - (X + w_{yo})^2 - (\eta_1 - \eta) \tag{I.78}$$

Eliminant w_{yo} entre (I.21) et (I.78), nous obtenons pour la surface engendrée par les trajectoires de type C l'expression :

$$w_{xC}^2 = (X_1 - X)\left\{(X_1 - X) + 2\, w_y\right\} - (\eta_1 - \eta) \tag{I.79}$$

Une section de la surface-limite dans le cas du régime limité par le champ électrique est présentée sur la figure 10. En comparant la figure 10 avec la figure 2, qui représente aussi une section dans la surface limite mais dans le cas du régime limité par le champ magnétique, nous pouvons observer l'apparition, sur la figure 10, d'une section supplémentaire de la courbe limite (w_{yC}), qui dépend de w_y d'une façon très compliquée, par l'intermédiaire de X_1. Cette section supplémentaire (w_{yC}) est présente dans le régime limité par le champ électrique, parce que dans ce régime les deux paraboles w_{yA} et w_{yB} (éq. I.32 et I.34) n'ont pas de points communs.

Les résultats obtenus par Lindsay (1964) pour les trois composantes de la densité de courant sont les suivants :

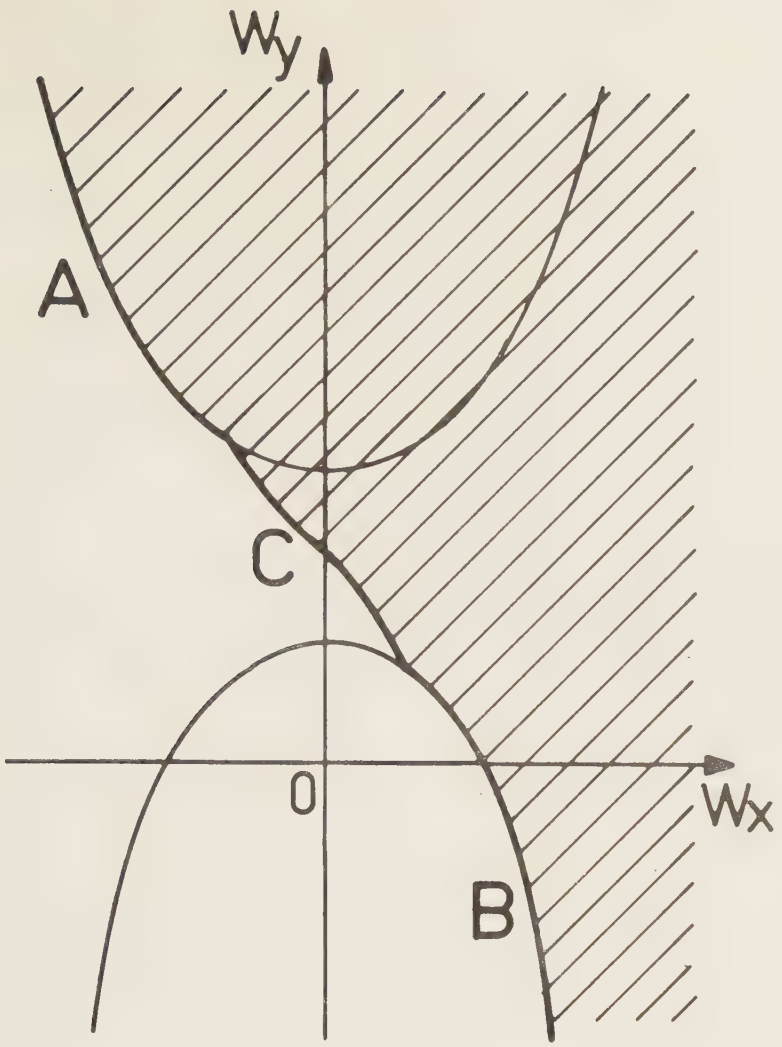
$$J_x(\vec{r}) = J_s \frac{1}{2}\left[\left\{ 1 + \operatorname{erf} \frac{1}{2}\eta_o' \right\} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{1/2\,\eta_o'}^{1/2\eta_a'-X_a} \exp\left[-\left(w_{yo} + X_1\right)^2 + \eta_1 \right] dw_y \quad \cdots$$

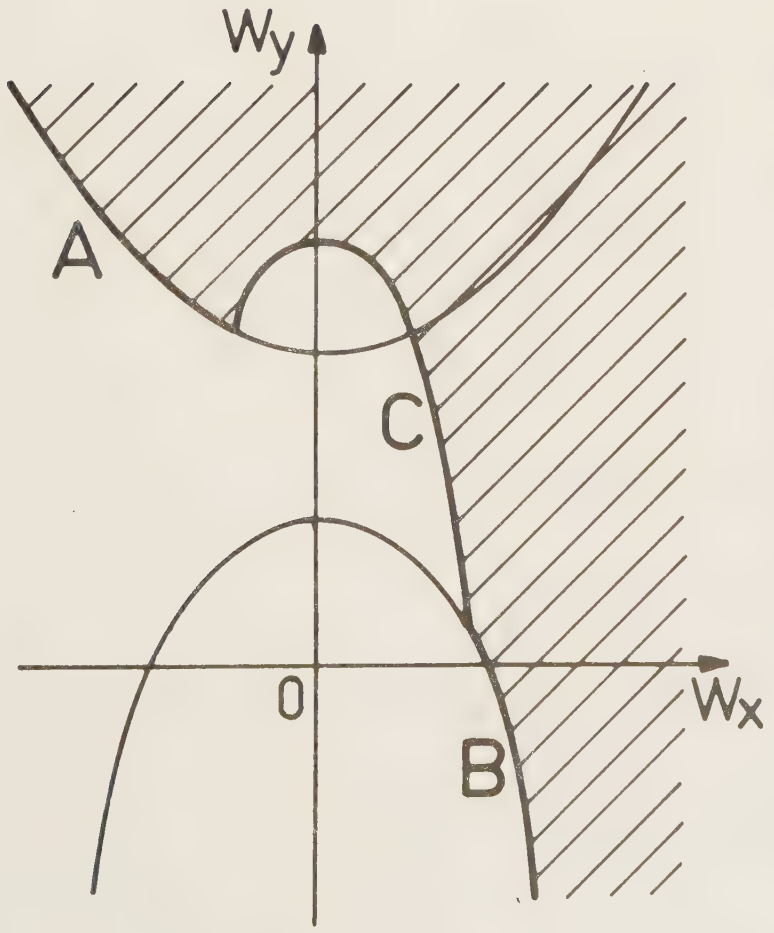
$$\cdots + e^{\eta_a} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \frac{1}{2}\eta_a' \right\} \Big] = J_a \qquad \text{(I.80)}$$

$$J_y(\vec{r}) = J_s \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ e^{\eta_a} \int_{-\infty}^{-w_{x5}} \exp\left[-\left\{ \frac{w_x^2}{2(X_a - X)} + \frac{1}{2}(X_a - X) - \frac{\eta - \eta_a}{2(X_a - X)} \right\}^2 \right] dw_y \quad \cdots$$

$$+ \int_{-w_{x5}}^{w_{x4}} e^{\eta_1} \exp\left[-\left\{ \frac{w_x^2}{2(X_1 - X)} + \frac{1}{2}(X_1 - X) - \frac{\eta - \eta_1}{2(X_1 - X)} \right\}^2 \right] dw_y \quad \cdots$$

$$+ \int_{w_{x4}}^{\infty} \exp\left[-\left\{ \frac{w_x^2}{2X} - \frac{1}{2}X - \frac{\eta}{2X} \right\}^2 \right] dw_y \qquad \text{(I.81)}$$





- Figure 10 -

Section de la surface limite par un plan perpendiculaire à l'axe X dans la théorie de Lindsay (1964) du magnétron plan infini en régime contrôlé par le champ électrique.

$$J_z(\vec{r}) = 0 \tag{I.82}$$

où J_s est la densité du courant de saturation :

$$J_s = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}\, n_T \tag{I.83}$$

Notons que dans le régime limité par le champ électrique, nous ne pouvons calculer ni la densité de courant anodique J_a, ni la composante tangentielle de la densité de courant, si nous ne connaissons pas la distribution de potentiel entre les électrodes.

C H A P I T R E I I

POSITION DU PROBLEME ET EXPERIENCES D'ORIENTATION

II.1 - POSITION DU PROBLEME ET CHOIX DE LA CONFIGURATION DE LA DIODE MAGNETRON

Le problème qui nous intéresse consiste à vérifier expérimentalement les prévisions de la théorie de Lindsay (1960 b) considérant l'effet de la distribution des vitesses d'émission des électrons sur la caractéristique de coupure du magnétron. Ce problème nous parait particulièrement intéressant, parce que les nombreuses expériences effectuées avec les magnétrons depuis plus de cinquante ans ont toujours conduit à des caractéristiques de coupure bien différentes de celle prédite par la théorie élémentaire de Hull (1921), notamment une caractéristique de coupure en "marche d'escalier" ou une région de coupure dont la largeur est nulle. Par contre, la théorie de Lindsay prédit pour la région de coupure une largeur effective finie. Il parait important de vérifier expérimentalement les prévisions de cette nouvelle théorie, au moins dans certaines conditions. Ceci permettrait de définir les facteurs qui déterminent les déviations de la caractéristique de coupure par rapport à ce que prédit la théorie de Lindsay. Ainsi, les causes du phénomène que l'on appelle souvent "l'anomalie de la coupure du magnétron" seraient élucidées.

Le fait que dans le passé les expériences ont toujours conduit à des caractéristiques de coupure dont la région de coupure avait une largeur effective plus importante que celle prédite par Lindsay, est probablement dû à deux causes principales :

1. Dans ces expériences, d'autres effets se superposaient à celui des vitesses ini-

tiales des électrons. Pour cette raison, vérifier la théorie de Lindsay signifie en même temps définir et éliminer les principaux de ces effets.

2. La configuration géométrique et le régime de fonctionnement des diodes-magnétron étudiées n'ont pas été spécialement choisis de telle façon que la largeur effective de la caractéristique de coupure prédite par la théorie de Lindsay soit raisonnablement importante, c'est-à-dire compatible avec la stabilité et la précision de mesure des tensions et des champs magnétiques utilisés dans les expériences respectives. De ce point de vue, comme nous l'avons discuté au § I.6, le magnétron plan et le magnétron cylindrique à faible rapport R_a des rayons de l'anode et de la cathode présentent des avanatges évidents par rapport au magnétron cylindrique à fort rapport R_a. De même, le fonctionnement à tension anodique faible est avantageux par rapport au fonctionnement à haute tension anodique.

Le magnétron plan nous parait intéressant aussi pour des raisons liées à la possibilité de définir et d'éliminer certains des principaux effets qui contribuent à l'élargissement anormal de la caractéristique de coupure. Considérons quelques particularités de la configuration plane et les effets parasites que ces particularités permettent d'éliminer.

1/ Le magnétron plan représente une configuration que nous désignerons comme " ouverte " dans le sens que les électrons ont un mouvement ouvert de dérive dans une direction parallèle à la cathode et orthogonale aux champs électrique et magnétique, jusqu'à ce qu'ils atteignent le bout de la diode magnétron où ils sont collectés par l'une des électrodes (ce point sera discuté au § IV.3.1). Par conséquent, dans le magnétron plan, les électrons ne retournent pas à leur point d'émission un

nombre indéfini de fois, comme dans le magnétron cylindrique. Le caractère "fermé" du mouvement des électrons dans le magnétron cylindrique est considéré comme étant une cause essentielle des instabilités que l'on observe dans cette configuration (Smol, 1971) : la contre-réaction offerte par ces électrons engendre des oscillations, et donc le départ de l'état stationnaire. En effet, nous sommes intéressée, dans notre investigation de la coupure, par l'état stationnaire du magnétron, car toutes les prédictions théoriques concernant la caractéristique de coupure se réfèrent au magnétron en régime stationnaire.

Le choix d'une configuration "ouverte" de la diode magnétron peut contribuer au fonctionnement stable de cette diode dans un régime stationnaire.

2/ Afin de réduire la complexité du phénomène, nous étudierons l'anomalie de la coupure lorsque la présence d'électrons rapides n'est pas un effet dominant. Nous montrerons expérimentalement que cette condition peut être réalisée dans une configuration plane ouverte pour des courants d'émission faibles et des tensions relativement basses ($< 500V$).

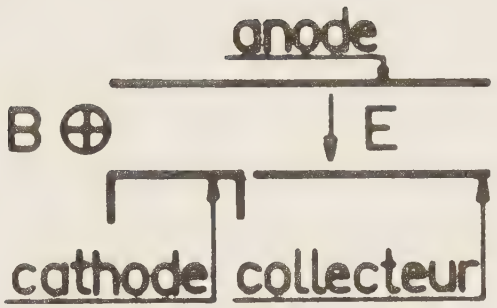
En l'absence d'électrons rapides, l'émission d'électrons secondaires vrais par la surface collectrice est négligeable. Dans ces conditions, la réflexion est le seul mécanisme possible pour expliquer la dérive des électrons ayant des énergies extrêmement basses.

3/ La configuration plane de la diode magnétron offre aussi la possibilité de contrôler la collection des électrons. En effet, les électrons émis en un certain point de la cathode retournent dans le plan de la cathode à une certaine distance du point d'émission avec une vitesse très faible, égale à leur vitesse d'émission. Pour cette raison, leur collection présente certaines particularités liées au mécanisme de réflexion des électrons de très faible énergie. La réflexion des électrons à ces énergies est influencée par la non-homogénéité du travail de sortie de la cathode : la présence sur la surface collectrice de grains à travail de sortie différent détermine la réflexion dans le champ électrique de ces grains, avec un coefficient de réflexion qui varie avec le champ électrique appliqué à la surface.

Dans une diode magnétron conventionnelle composée d'une cathode et d'une anode, une seule électrode - la cathode - remplit les deux fonctions d'émission et de collection des électrons. Pour étudier l'effet de la réflexion des électrons, il est souhaitable de pouvoir contrôler les propriétés de la surface qui collecte les électrons, ainsi que son potentiel. Ceci est plus facile à réaliser lorsque la collection des électrons est assurée par une autre électrode que la cathode, que nous désignerons comme "collecteur". Dans une configuration plane, cette séparation de l'électrode émettrice de celle collectrice est assez simple à réaliser du point de vue technologique. Une telle configuration, que nous désignerons comme "triode magnétique", est représentée schématiquement sur la figure 11. Ici, il est possible de changer d'une façon contrôlée les propriétés de la surface du collecteur, d'étudier les conséquences de la non-homogénéité de cette surface, de déduire la température thermodynamique des électrons des mesures de la distribution de leurs vitesses dans un point ayant le potentiel de la cathode.

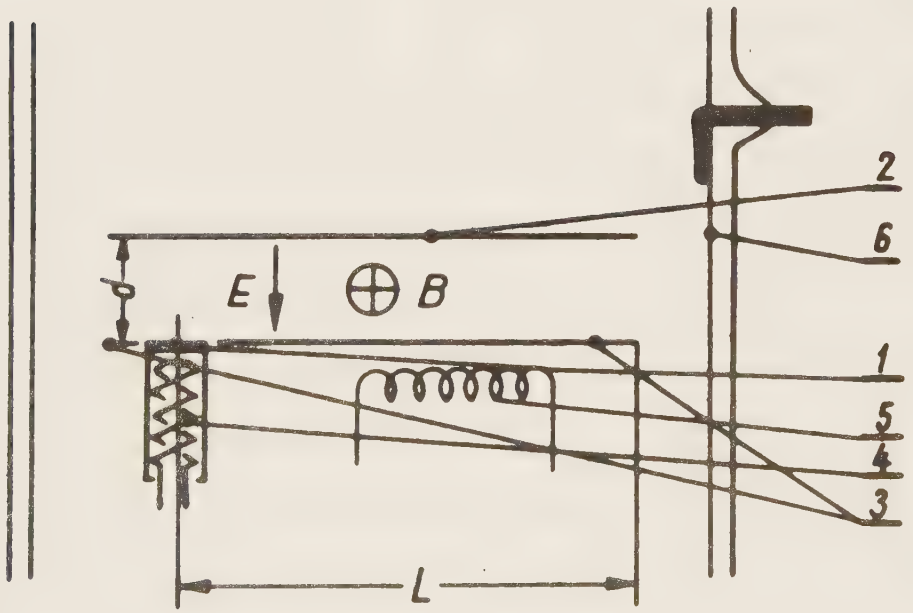
4/ En raison du caractère " ouvert " de la triode magnétique, les électrons réfléchis sont séparés,dans l'espace,des électrons thermiques émis par la cathode. Ceci permet d'éliminer les électrons réfléchis du courant anodique, en les collectant sur une deuxième anode.

5/ Le caractère " ouvert " de la diode magnétron plane réduit considérablement la longueur des trajectoires électroniques, et donc la probabilité d'ionisation par les électrons des molécules de gaz résiduel; ceci rend négligeable l'influence de la pression des gaz résiduels sur la caractéristique de coupure à des pressions facilement réalisables avec les techniques conventionnelles (Bacal, 1971).



- Figure 11 -

Représentation schématique de la triode magnétique



- Figure 12 -

Configuration d'un tube d'expérience

1 cathode imprégnée plane ; 2 anode ; 3 collecteur ; 4 filament bifilaire en tungstène pour le chauffage de la cathode ; 5 filament en tungstène pour le chauffage par bombardement électronique du collecteur ; 6 couche conductrice en oxyde d'étain déposée sur la surface intérieure de la paroi en verre.

Pour mieux situer le problème, rappelons que dans une diode le courant d'ions positifs s'ajoute au courant d'électrons émis par la cathode, et que, dans le cas du magnétron, il n'est pas facile de séparer ces deux composantes du courant anodique. Le courant d'ions positifs ayant sa propre variation dans la région de coupure, il peut dominer ou déformer la variation du courant électronique dans cette région (Bacal, 1971). Lafferty (1961) a étudié expérimentalement l'influence de la pression sur la caractéristique de coupure d'une diode magnétron cylindrique à cathode chaude, dont la sensibilité particulière la rend idéale pour la mesure des pressions très basses (la "coupure" du courant d'électrons de l'anode est un avantage, lors de la mesure des très basses pressions, car elle peut éliminer un phénomène parasite important : l'émission de photoélectrons par la cathode, engendrée par les rayons X mous émis par l'anode lors de l'incidence des électrons) . Il résulte des expériences de Lafferty que dans une telle configuration le courant ionique représente une partie considérable du courant anodique dans la région de coupure, même à une pression de 10^{-9} torr. Par conséquent, pour pouvoir étudier l'anomalie de la coupure, c'est-à-dire le courant d'électrons qui atteint l'anode pour des champs magnétiques supérieurs au champ critique, il faut choisir une configuration magnétron dans laquelle la longueur des trajectoires électroniques est limitée et, de cette façon, le courant ionique dans la région de coupure négligeable par rapport au courant électronique, à des pressions totales des gaz résiduels réalisables avec les techniques conventionnelles.

De ce point de vue, la triode magnétique représente une des solutions du problème.

Le caractère ouvert de la diode magnétron plane nous oblige à considérer le problème de la capture du faisceau d'électrons échappant au collecteur à la sortie de la triode magnétique. On peut résoudre celui-ci en introduisant une électrode

supplémentaire à la sortie de la triode magnétique, que nous appelerons "deuxième anode". En principe, une telle anode supplémentaire ainsi qu'un collecteur pourraient être introduits dans une configuration cylindrique et rendre alors celle-ci " ouverte ". Cependant, la configuration plane de la triode magnétique nous paraît beaucoup mieux appropriée à la réalisation pratique d'un tube expérimental mettant en oeuvre les idées exposées ci-dessus; d'autant plus que la configuration plane présente aussi l'avantage d'avoir, selon la théorie de Lindsay, une largeur effective de la région de coupure plus importante que celle de toute configuration cylindrique, dans le même régime de fonctionnement.

Pour cette raison, nous avons choisi, pour nos expériences sur la coupure, la configuration plane. En effet, une configuration plane ouverte ne signifie pas nécessairement une configuration ayant des électrodes planes. Des configurations plus complexes, telles que les canons à électrons de Kino (1960) ou de Reddish et Smol (1962), correspondent aussi à notre définition de configuration plane ouverte.

Ces canons à électrons présentent même certains avantages par rapport à la triode magnétique lorsque la charge d'espace est importante. Mais la simplicité de réalisation de la triode magnétique dans les conditions d'un laboratoire de recherche justifie son utilisation dans nos expériences, qui se proposent de réaliser un diagnostique des phénomènes impliqués dans l'anomalie de la coupure.

II.2 - DESCRIPTION GENERALE DES TECHNIQUES EXPERIMENTALES

La solution du problème que nous nous sommes posé implique la réalisation de certaines conditions expérimentales. Mentionnons parmi celles-ci :

1 - une pression très basse des gaz résiduels dans le tube d'expérience

2 - une bonne homogénéité des champs électrique et magnétique

3 - un émetteur d'électrons équipotentiel ayant une surface plane, et dont le chauffage ne perturbe pas le mouvement des électrons dans la triode magnétique; sa durée de vie doit être assez longue pour pouvoir faire de longues manipulations à des densités de courant variables, entre 10^{-7} et 10^{-1} A/cm^2.

4 - des facilités d'alignement du tube d'expérience par rapport au champ magnétique

5 - une bonne précision de mesure du champ magnétique dans le domaine des champs relativement faibles utilisés.

Discutons plus en détail l'importance de chaque condition expérimentale, et les solutions adoptées.

Une basse pression de gaz résiduels est-elle essentielle dans nos expériences ?

Nous avons discuté ci-dessus (§ II.1) du problème de la pression des gaz résiduels du point de vue du courant ionique engendré dans la diode magnétron. Il y a également d'autres arguments qui plaident en faveur d'une pression extrèmement basse. Ces arguments se réfèrent à la stabilité et à la reproductibilité des propriétés de surface de l'émetteur et du collecteur.

Examinons d'abord le problème de l'émetteur. Nous avons mentionné les conditions auxquelles doit satisfaire l'émetteur (point 3 de ce paragraphe). On pourrait

envisager d'utiliser un émetteur métallique, mais les fortes températures nécessaires pour obtenir les densités de courant demandées impliqueraient, soit la technique de chauffage par bombardement électronique, soit celle par passage de courant; cette dernière doit être exclue, car elle entraîne la non-équipotentialité de l'émetteur, ainsi que des champs magnétiques parasites. D'autre part, le chauffage par bombardement électronique est difficile à réaliser correctement lorsque l'émetteur doit fonctionner dans un champ magnétique variable car, d'un côté, la température de l'émetteur peut varier avec le champ magnétique et, par ailleurs, une fraction des électrons en provenance de l'émetteur auxiliaire atteint l'anode de la diode-magnétron.

Pour ces raisons, il nous a paru raisonnable d'utiliser un émetteur efficace, capable d'émettre des forts courants électroniques à des températures comprises entre 1000 º K et 1200 ºK. Ces températures peuvent être obtenues par chauffage radiatif.

Tous les émetteurs efficaces sont sensibles à la pression des gaz résiduels, dans différentes limites il est vrai. Nous avons choisi, pour la plupart des expériences, la cathode imprégnée (une mèche de tungstène imprégnée d'un mélange d'aluminates de barium (Levi, 1953, 1955)), qui fonctionne correctement à des pressions inférieures ou égales à 10^{-7} Torr.

D'autre part, la surface du collecteur se trouve, pendant les expériences, à la température ambiante. Pour cette raison, la pression des gaz résiduels doit être assez basse, de telle façon que le collecteur conserve ses propriétés de surface pendant le temps de l'expérience. Il est également souhaitable que le collecteur soit assez propre, pour pouvoir déduire éventuellement son travail de sortie des résultats publiés sur le même métal.

Nous avons choisi la solution qui consiste à construire le collecteur en tantale, ce qui permet un chauffage à très haute température, en vue du nettoyage de

la surface. Par ailleurs, le maintient de cette surface propre pendant un temps assez long impose la nécessité d'un vide très poussé. Il est difficile de définir exactement la pression totale admissible, car seules les pressions partielles de certains gaz résiduels sont déterminantes. L'expérience nous indique que cette pression totale doit être inférieure à 10^{-8} Torr, pour que les variations du travail de sortie de la surface ne dépassent pas quelques 10^{-1} eV dans les heures qui suivent le dégazage à haute température.

Pour réaliser ces conditions de vide, nous avons adopté la solution des tubes d'expérience scellés, en verre. Cette solution offre aussi la possibilité d'aligner facilement le tube dans le champ magnétique.

Les tubes d'expérience ont été vidés et scellés avec une pompe getter (en verre) à sublimation de titane (Comsa et Iosifescu, 1961), et une jauge Bayard-Alpert.

La pompe getter est formée de deux filaments en tungstène situés à l'extérieur d'une grille en titane. La pompe comporte deux régimes de fonctionnement : celui de pompage et celui de sublimation de titane. En régime de pompage, un des filaments est chauffé de telle façon qu'il émette un courant d'électrons de 1 à 10 mA. Une tension de 100 - 150 V, accélératrice pour les électrons émis du filament, est appliquée entre le filament et la grille. Le régime de sublimation est obtenu en appliquant entre le filament et la grille une tension plus forte : 1500 - 3000 V, et en chauffant davantage le filament de manière que la grille en titane soit portée, par bombardement électronique, à une température à laquelle la sublimation du titane devient importante.

De cette façon, les expériences ont pu être effectuées avec le même tube pendant de très longues périodes de temps, dans des conditions de vide très poussé ($p \leq 10^{-8}$ Torr), sans immobiliser pour chaque tube un banc de pompage, conventionnel ou ionique, et en évitant les problèmes posés par l'entretien en fonctionnement continu de ces bancs .

Le pompage durant la période initiale, avant le scellement du tube, a été effectué par des pompes à diffusion de vapeur d'huile munies de pièges à azote liquide. Nous avons appliqué les procédures conventionnelles de dégazage : chauffage à 450 º C de toute l'enceinte, y compris la pompe getter et la jauge Bayard-Alpert, chauffage à haute température des pièces métalliques, la construction des électrodes ayant prévu cette possibilité.

Le pompage initial sur le banc s'effectuait pendant 48 heures; à la fin de cette période, nous procédions à l'activation thermique de l'émetteur suivant les indications du constructeur. Après la fin de l'activation de la cathode, nous scellions le tube tout en maintenant en fonctionnement la pompe getter. Le scellement terminé, nous sublimions une petite quantité de titane dans la pompe getter et nous la remettions en régime de pompage. Ce régime n'était interrompu que pour répéter le processus de sublimation du titane et lorsque les expériences avec le tube étaient considérées comme terminées. De cette façon, une pression comprise entre 10^{-9} Torr et 10^{-8} Torr était maintenue dans le tube pendant toute la durée des expériences.

Discutons le problème de l'homogénéité des champs électrique et magnétique. Harvey (1943) a analysé ce problème et a montré que l'anomalie de la coupure ne se réduit pas à l'existence d'une certaine non-homogénéité des champs électrique et magnétique. Mais Harvey a aussi montré que le courant anodique anormal augmente lorsque le champ magnétique n'est pas perpendiculaire au champ électrique; ceci indique qu'une non-homogénéité des champs appliqués peut avoir le même effet.

Comme les dimensions du tube d'expérience limitent les dimensions possibles des électrodes, nous avons accepté une certaine non-homogénéité du champ électrique aux bords des électrodes. Nous avons évité d'introduire des électrodes de focalisation dans la direction du champ magnétique sur les bords de la structure d'électrodes. La présence

de ces électrodes de focalisation aurait augmenté la non-homogénéité. Nous avons préféré appliquer une méthode proposée par Midford et Kino (1961), qui consiste à choisir la dimension de l'anode dans la direction du champ magnétique inférieure à la dimension correspondante du collecteur.

Nous nous sommes assurée , par des expériences d'orientation, que cette non-homogénéité n'était pas un facteur déterminant de l'anomalie de la coupure. Nous nous référons à deux expériences qui seront présentées aux paragraphes II.3 et II.7 :

a) expérience avec des électrodes planes circulaires, entourées d'anodes de garde;

b) expérience mettant en évidence l'effet du potentiel de la paroi sur la caractéristique de coupure.

Les expériences d'orientation et finales ont été effectuées entre les pôles des deux électro-aimants suivants (Ø = diamètre des pièces polaires) :

Ø = 9 cm, largeur de l'entrefer 5 cm, pour les expériences d'orientation

Ø = 22 cm, largeur de l'entrefer 5,3 cm, pour les expériences finales.

Le champ magnétique a été mesuré par la déflexion d'un galvanomètre balistique lors de l'extraction d'une bobine du centre de l'électro-aimant. La bobine a été calibrée en utilisant la résonance magnétique nucléaire. L'induction magnétique variait, dans nos expériences, entre 20 et 120 Gauss.

La variation, linéaire dans le temps, du courant dans les bobines de l'électro-aimant était contrôlée par un circuit électronique assurant une linéarité supérieure à 1 %. L'étendue de variation du champ magnétique était parcourue en 140 secondes. Les caractéristiques de coupure étaient relevées sur un enregistreur lors de la montée du champ magnétique. Un spectromètre microondes couplé à une antenne située près du tube permettait d'observer le bruit et les raies éventuelles générées par le tube.

En conclusion de cette description générale des techniques expérimentales, nous présenterons un des tubes d'expériences utilisés (figure 12). Les éléments essentiels de la construction du tube, comme l'émetteur, son filament de chauffage, le collecteur, l'anode, ont été les mêmes dans toutes les expériences. La configuration particulière utilisée dans chaque expérience sera décrite en liaison avec la présentation de l'expérience correspondante.

Les électrons sont émis par une cathode imprégnée plane (1), montée sur un cylindre en molybdène et chauffée indirectement par un filament bifilaire en tungstène (4); cette construction du filament est destinée à réduire le champ magnétique parasite lié au chauffage du filament. La cathode imprégnée, d'un diamètre de 3 millimètres, est située dans le même plan que le collecteur (3). Celui-ci consiste en une plaque de tantale (30 x 10 mm) ayant un orifice circulaire dans lequel est introduite la cathode. L'anode (2) est construite en plaque de tantale ; elle est située dans un plan parallèle au collecteur, à une distance d = 7 mm de celui-ci. Le collecteur pouvait être chauffé par bombardement électronique, grâce au filament de tungstène (5) situé à l'extérieur de l'espace collecteur-anode. L'anode pouvait être chauffée par le bombardement des électrons émis par l'émetteur (1).

Afin de confiner le faisceau électronique émis par la cathode dans la direction du champ magnétique (appliqué dans une direction perpendiculaire au plan de la figure12), la dimension de l'anode dans la direction du champ magnétique est choisie inférieure à la dimension correspondante du collecteur.

Toutes les électrodes sont montées sur les fils de molybdène de deux passages multiples : l'anode est montée sur l'un des passages multiples, et toutes les autres électrodes sur le passage multiple opposé. Ce montage était le mieux adapté pour la

mesure des courants très faibles. L'alignement de l'anode et du collecteur dans des plans parallèles était réalisé à l'aide d'une technique de scellement appropriée. L'enveloppe était un tube de verre ayant un diamètre intérieur de 44,7 mm. La paroi intérieure de ce tube était recouverte d'une couche mince conductrice d'oxyde d'étain (6) dont le potentiel pouvait être contrôlé grâce à un passage de courant en molybdène, soudé sur l'enveloppe.

Le choix des dimensions de l'émetteur et du collecteur, ainsi que celui de la distance émetteur - anode, a été fait sur la base des considérations suivantes.

Afin de pouvoir capter sur le collecteur tous les électrons renvoyés par le champ magnétique vers le plan de la cathode et du collecteur, il est nécessaire que la dimension de l'émetteur ℓ dans la direction du mouvement de dérive des électrons (orthogonale aux champs électrique et magnétique) soit inférieure à la distance parcourue par les électrons avant de retourner dans le plan de l'émetteur; plus précisément :

$$\ell + \Delta \leq \lambda \qquad \text{(II.1)}$$

où :

Δ = distance entre l'émetteur et le collecteur

λ = longueur d'onde cyclotronique

Dans le cas du mouvement d'un électron isolé, sans vitesses d'émission (Spangenberg, 1949) :

$$\lambda = \pi D \qquad \text{(II.2)}$$

où :

D = hauteur de la trajectoire cycloïdale

Afin de satisfaire la condition (II.1) au champ critique, il suffit que :

$$\ell + \Delta \leq \pi d \qquad \text{(II.3)}$$

où d est la distance cathode-anode.

On peut observer que la configuration présentée sur la fig. 12 répond largement à cette condition; par conséquent, les électrons atteindront le collecteur pour des champs supérieurs au champ de coupure, dans le domaine

$$B_c < B < B_c \sqrt{\frac{\pi d}{\ell + \Delta}} \qquad \text{(II.4)}$$

II.3 - EXPERIENCES AVEC UNE DIODE MAGNETRON MUNIE D'ANNEAUX DE GARDE

Nous présentons brièvement les expériences que nous appelons "d'orientation", parce que leurs résultats ont permis une orientation claire de nos recherches ultérieures. Ces expériences d'orientation ont un caractère exploratif : mettre en évidence dans la triode magnétique les caractéristiques générales du phénomène de coupure et trouver les facteurs qui ont une incidence sur ces caractéristiques.

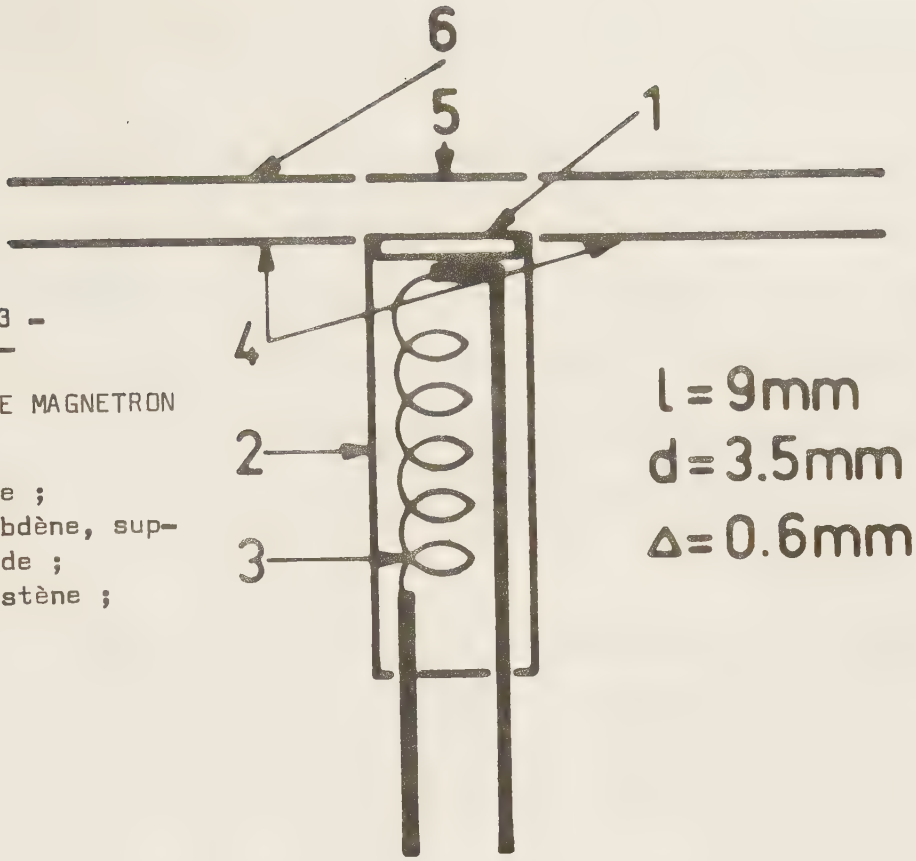
Les résultats des expériences préliminaires sont présentés dans nos publications (Bacal, 1964 a, 1964 b, 1968, Bacal et Bornaz, 1965 a, 1965 b, Bacal et Cristescu, 1967, 1968); pour cette raison, nous ne rappelerons que les résultats qui sont étroitement liés au développement des idées formant l'objet de cette thèse.

Nous avons commencé nos expériences (Bacal, 1963, 1964 a) par la vérification d'une hypothèse proposée par Lindsay (1960 b), afin d'expliquer le désaccord entre les prévisions de sa théorie et l'expérience.

Suite à son calcul du rapport J_y / J_x des composantes tangentielle et perpendiculaire de la densité de courant, pour lequel il a trouvé une valeur comprise entre 300 et 500 près de l'anode, Lindsay (1960 b) a émis l'hypothèse que les petites déviations de la géométrie idéale de la diode, conduisant à une non-homogénéité du champ électrique, pourraient être à l'origine des courants anodiques observés expérimentalement en régime de coupure. L'influence des imperfections géométriques pourrait être considérablement réduite si le courant anodique était mesuré sur une petite anode, entourée d'une électrode beaucoup plus grande, agissant comme anneau de garde. Lindsay considérait qu'une telle expérience serait cruciale pour décider si les courants tangentiels importants dans la proximité de l'anode sont responsables des courants anodiques excessifs dans les magnétrons en régime de coupure, ou si d'autres mécanismes doivent être pris en considération.

La configuration des électrodes du tube construit en vue de cette expérience est présentée sur la figure 13. Les électrons sont émis par une cathode imprégnée plane, de diamètre égal à 9 mm. Le support de la cathode - un cylindre de molybdène - est chauffé par radiation. Dans le plan de la cathode se trouve une plaque annulaire; elle remplit à la fois les rôles de collecteur et d'anneau de garde. L'anode est formée de deux parties situées dans le même plan : un disque central situé devant la cathode et ayant le même diamètre que celle-ci, et une plaque annulaire qui constitue l'anode de garde et est située en face du collecteur. Les deux parties de l'anode ainsi que le collecteur sont en tantale.

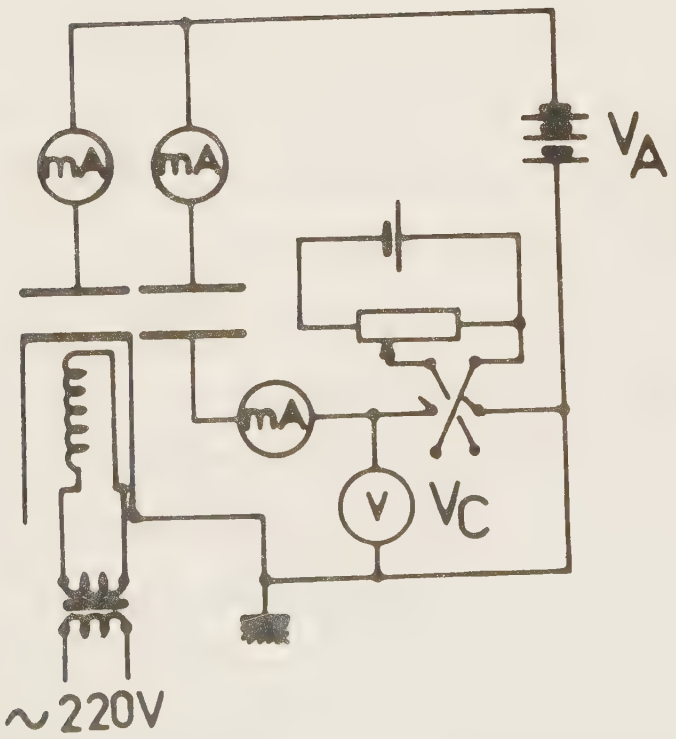
La distance entre la cathode et l'anode ($d = 3,5$ mm) et le diamètre de la cathode ($\ell = 9$ mm) ont été choisis de telle façon que les électrons émis par la cathode puissent atteindre le collecteur après une période de mouvement cycloïdal (inégalité II.3). Le diamètre extérieur des anneaux de garde a été choisi 5 fois plus grand que celui



- Figure 13 -

SECTION DE LA DIODE MAGNETRON

1. cathode imprègnée ;
2. cylindre en molybdène, supportant la cathode ;
3. filament en tungstène ;
4. collecteur
5. anode centrale ;
6. anode de garde.



- Figure 14 -

SCHEMA ELECTRIQUE

de la cathode, ce qui assure une bonne homogénéité du champ électrique dans la région centrale.

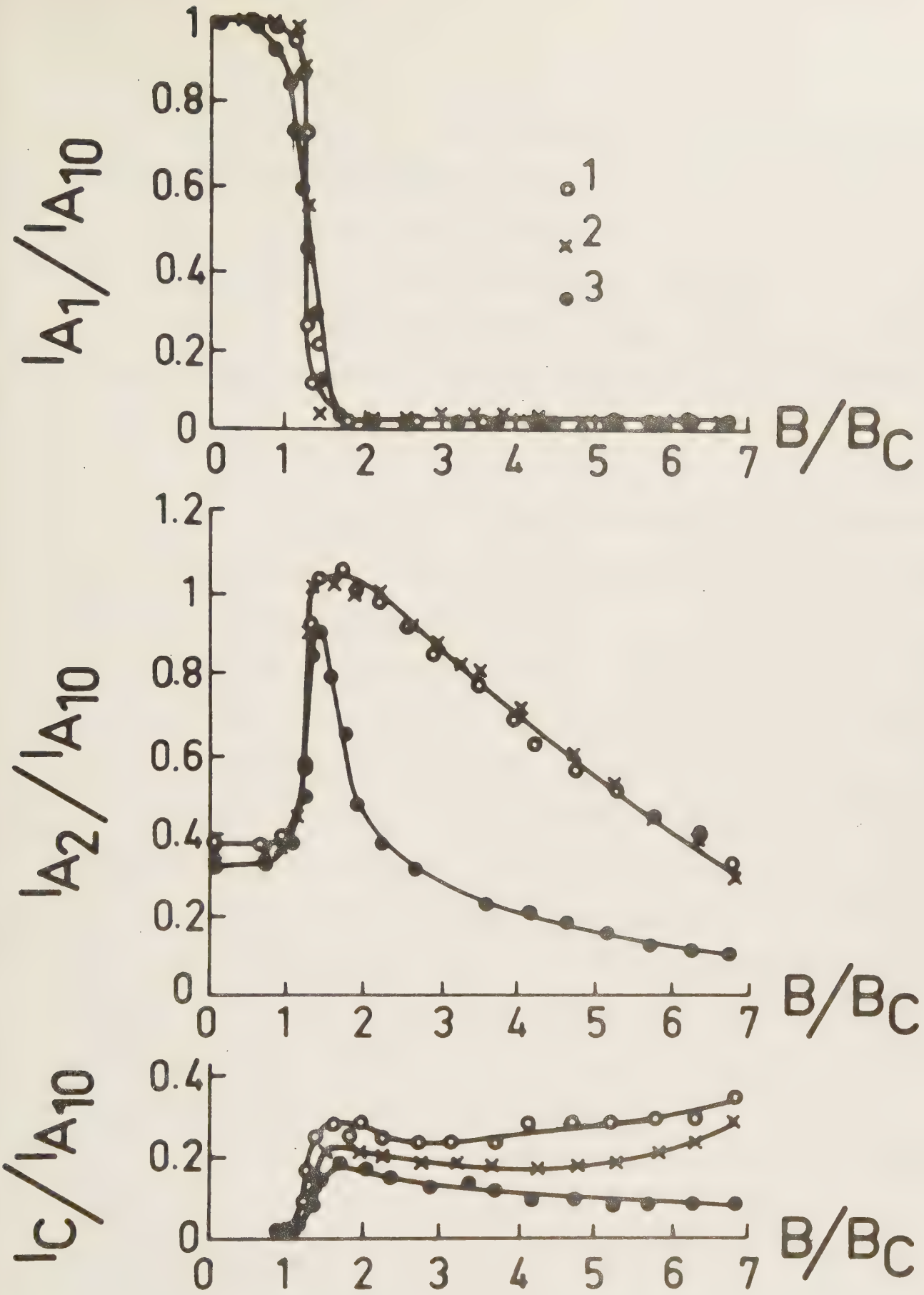
Les électrodes sont supportées par quatre tubes de quartz, auxquels les électrodes sont fixées par soudure par point. L'ensemble est monté sur un passage multiple en verre; celui-ci contient les passages de la cathode, du filament et du collecteur. Les passages des deux anodes sont soudés directement sur l'enveloppe en verre du côté des anodes - ceci dans le but d'éviter une perturbation de l'homogénéité du champ électrique et de diminuer les chances de formation de fuites électriques entre la cathode et l'anode.

Le tube a été vidé et dégazé suivant le processus décrit au paragraphe II.2. Après avoir activé la cathode et sublimé le getter, ce tube a été scellé avec une jauge Bayard-Alpert et un tube à getter. La pression dans le tube était 10^{-7} Torr.

Le schéma électrique utilisé est présenté sur la figure 14. Pendant les mesures, nous avons varié l'induction magnétique B et mesuré les courants d'électrons sur l'anode centrale (I_{A1}), l'anode de garde (I_{A2}) et le collecteur (I_C). Les mesures ont été effectuées pour différentes valeurs du courant anodique (entre 3.10^{-5} A et 3.10^{-2} A) et de la différence de potentiel V_C appliquée entre l'émetteur et le collecteur (de 0 à + 5 V). Sur la figure 15 sont présentés les résultats obtenus pour V_C = + 2 V *. Le rapport entre les courants I_{A1}, I_{A2} et I_C et le courant sur l'anode centrale pour B = 0 (I_{A1o}) est représenté comme fonction du rapport B / B_c pour I_{A1o} = 35 µA (courbe 1), I_{A1o} = 305 µA (courbe 2) et I_{A1o} = 10,7 mA (courbe 3). Lorsque le champ magnétique s'approche de sa valeur critique B_c, on observe une décroissance rapide du courant de l'anode centrale, accompagnée d'une montée brusque du courant de l'anode de garde; ce dernier, après avoir atteint un maximum, décroît lentement.

---

* D'après notre estimation, la différence de potentiel de contact entre le collecteur et l'émetteur était approximativement compensée pour V_C = + 2 V. Une méthode de détermination in situ de la différence de potentiel de contact sera présentée au § III.4 et utilisée dans nos expériences finales.



- Figure 15 -

Variation des rapports I_{A1}/I_{A1o}, I_{A2}/I_{A1o} et I_C/I_{A1o} avec B/B_c pour différentes valeurs du courant d'émission, dans la diode magnétron munie d'anneaux de garde.

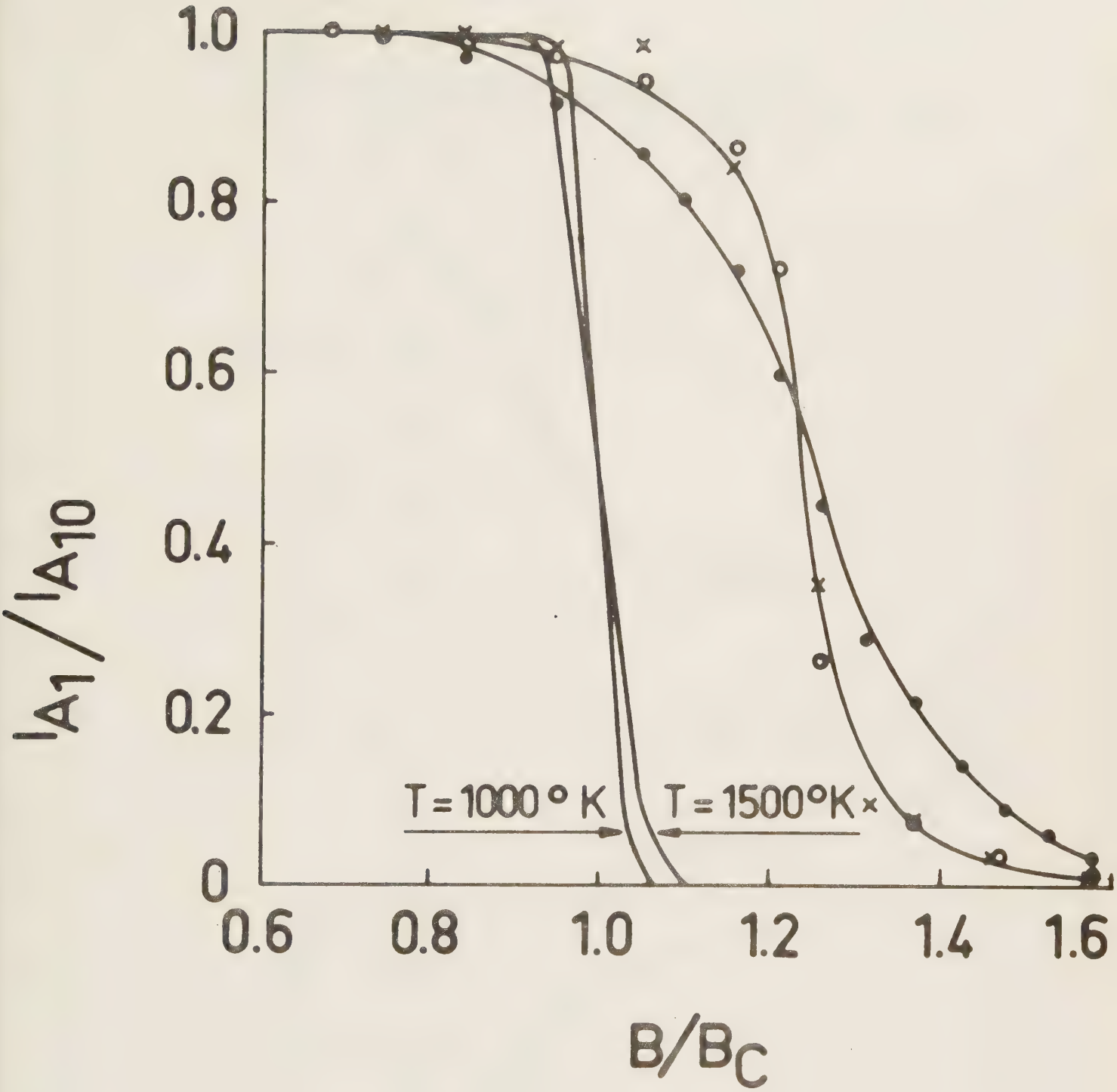
V_A = 100 V, V_C = + 2V. 1. I_{A1o} = 35 μA ; 2. I_{A1o} = 305 μA ; I_{A1o} = 10,7 mA.

D'une façon générale, on peut observer que la variation des courants I_{A1}, I_{A2} et I_C dans la région de coupure est plus lente pour les courants d'émission forts (courbe 3) que pour les courants faibles (courbes 1 et 2, fig. 15). D'autre part, le courant I_{A1} a une variation plus lente que celle prédite par la théorie de Lindsay (fig. 16).

Dans le régime de coupure ($B > B_c$), le courant I_{A2} sur l'anode de garde décroît lentement, après avoir atteint un maximum; sa décroissance est plus accentuée pour les courants forts.

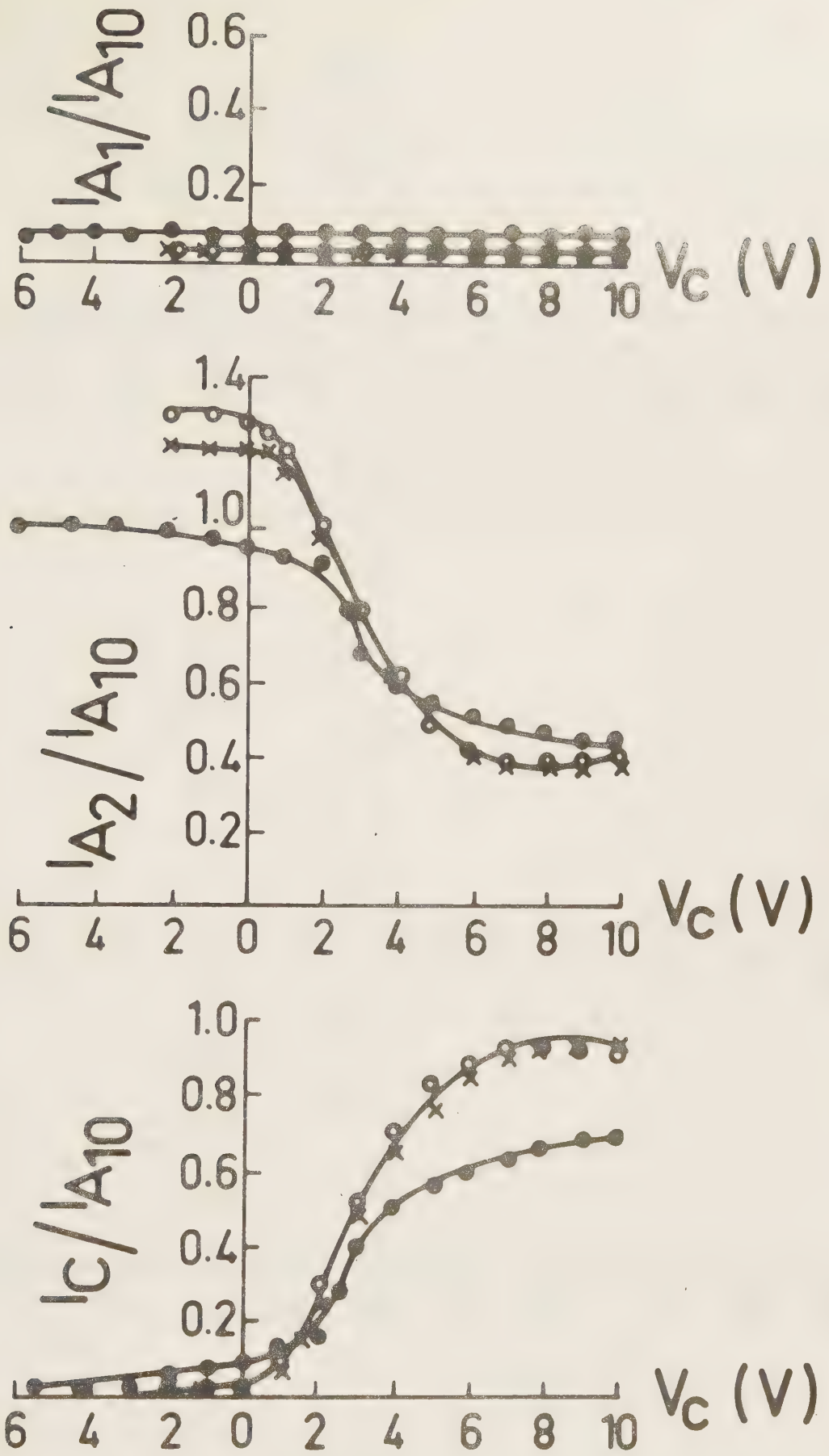
Pour élucider la question de savoir dans quelle mesure la non-homogénéité marginale du champ électrique affecte la forme de la caractéristique de coupure, nous avons créé une non-homogénéité autour de la cathode, en appliquant une différence de potentiel arbitraire V_C entre la cathode et le collecteur. Nous avons varié V_C, tout en maintenant constant le champ magnétique à une valeur juste un peu plus grande que la valeur critique B_c. Nous avons trouvé qu'une variation de V_C de $\pm$ 10 V ne conduit pas à un changement mesurable du courant sur l'anode centrale (figure 17). On peut conclure que la différence V_C n'a pas d'influence sur la caractéristique de coupure mesurée sur l'anode centrale, en présence d'anneaux de garde. En même temps, nous avons observé que la différence de potentiel V_C a une grande influence sur la répartition des courants entre l'anode de garde et le collecteur : lorsque le collecteur est positif par rapport à la cathode, un plus grand nombre d'électrons est capté par le collecteur, ce qui réduit le nombre d'électrons captés par l'anode de garde.

Nous avons aussi fait des expériences dans lesquelles nous avons varié la différence de potentiel entre l'anode de garde et l'anode centrale, tout en maintenant constant le potentiel de cette dernière. La variation des courants des anodes et du collecteur, due à une variation de $\pm$ 10 V de la différence de potentiel entre les deux anodes, est insignifiante.(fig. 18). Ces expériences ont confirmé que la caractéristique



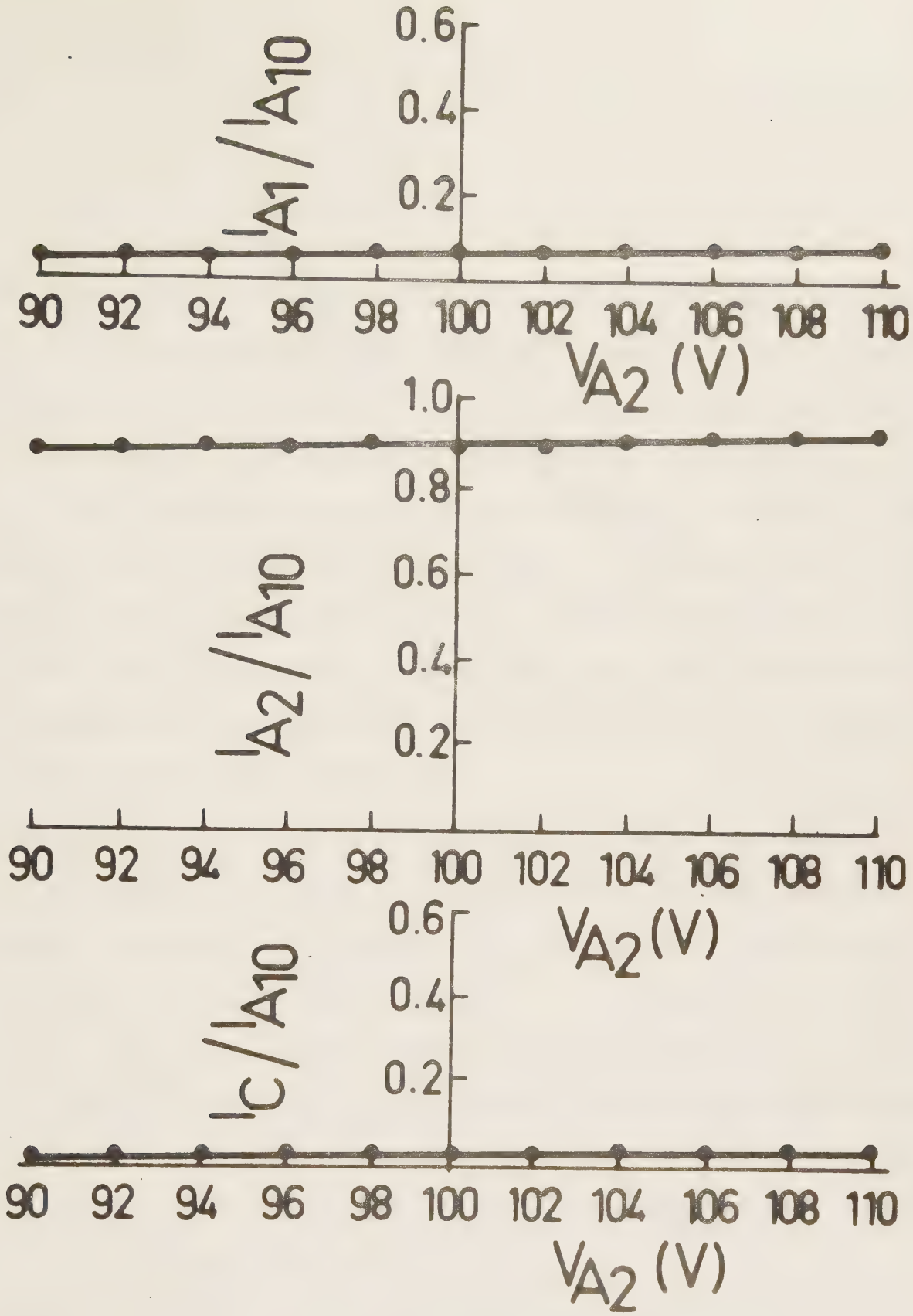
- Figure 16 -

Comparaison des caractéristiques de coupure théoriques (calculées suivant l'équation I.49 de la théorie de Lindsay pour deux températures de l'émetteur) avec les caractéristiques de coupure du courant de l'anode centrale de la diode magnétron aux anneaux de garde.
V_A = 100 V; B/B_c = 1,37; o o o I_{A1o} = 33 µA; × × × I_{A1o} = 292 µA;
• • • I_{A1o} = 10,15 mA



- Figure 17 -

Variation des rapports I_{A1}/I_{A1o}, I_{A2}/I_{A1o} et I_C/I_{A1o} en fonction de la différence de potentiel appliquée entre l'émetteur et le collecteur, pour trois températures de l'émetteur. V_A = 100 V; B/B_c = 1,37; o o o I_{A1o} = 33 μA, × × × I_{A1o} = 292 μA, • • • I_{A1o} = 10,15 mA



- Figure 18 -

Variation des rapports I_{A1}/I_{A10}, I_{A2}/I_{A10} et I_c/I_{A10} en fonction de la tension V_{A2} appliquée entre l'anode de garde et la cathode, pour :

V_{A1} = 100 V ; B/B_c = 1,37 ; V_C = + 1,5 V

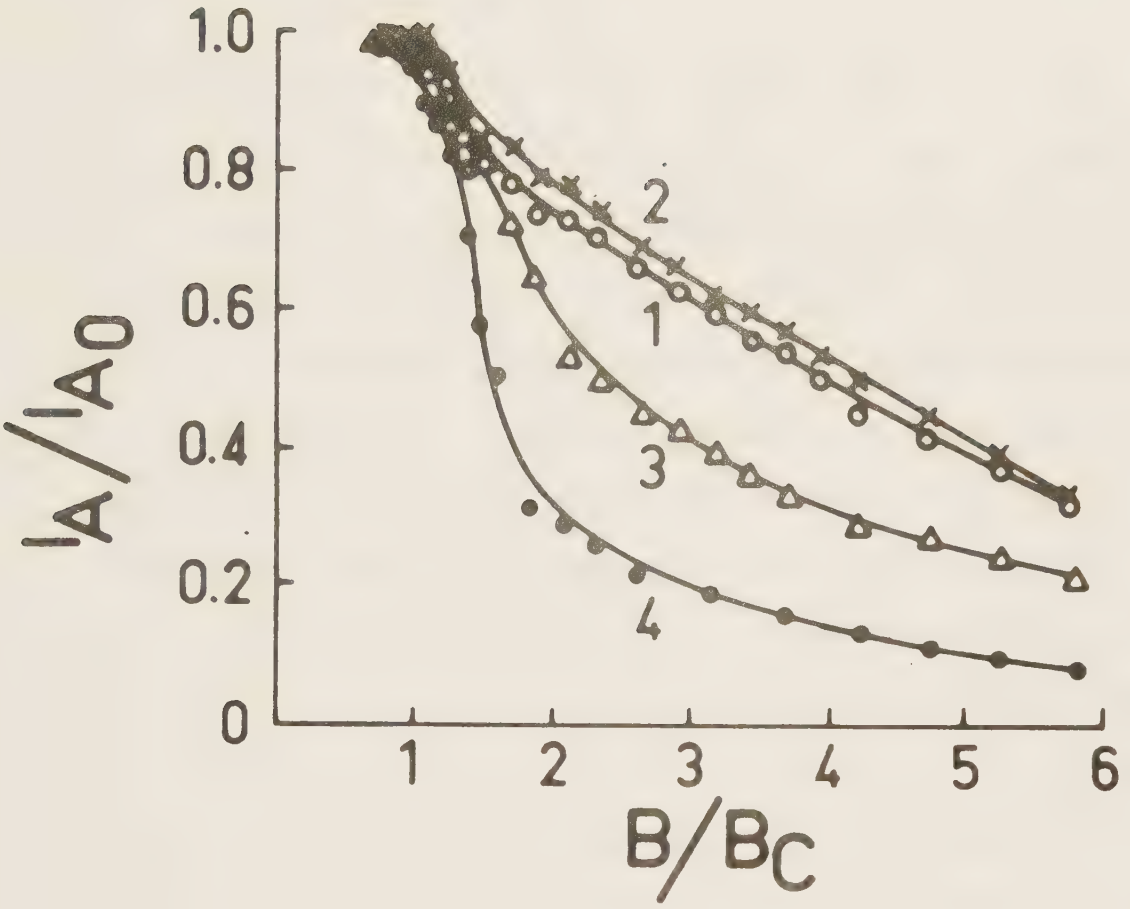
de coupure n'est pas influencée par une faible non-homogénéité du champ électrique aux bords de la diode magnétron.

Dans leur ensemble, les expériences décrites ci-dessus montrent que la coupure du courant sur une anode centrale entourée d'une anode de garde est beaucoup plus rapide que dans une diode magnétron conventionnelle. Pour pouvoir en faire la comparaison, nous avons présenté sur la figure 19 les caractéristiques de coupure du courant anodique total ($I_A = I_{A1} + I_{A2}$) dans la configuration présentée sur la figure 13.

Mais, en même temps, les caractéristiques de coupure du courant sur l'anode centrale ne sont pas en accord avec les prédictions de la théorie de Lindsay pour la température réelle de la cathode. Ceci signifie que dans ces expériences nous n'avons pas réalisé toutes les conditions nécessaires pour pouvoir trouver expérimentalement les caractéristiques de coupure prévues par la théorie de Lindsay. Parmi ces conditions, nous voudrions en mentionner quelques-unes :

1) Une bonne collection des électrons après leur sortie de la région centrale de la diode. En effet, si, en raison du choix incorrect de la différence de potentiel émetteur-collecteur, ou du phénomène de réflexion, un certain nombre d'électrons qui ne sont pas recueillis par le collecteur dérivent dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique, ceux-ci pourront atteindre la limite de l'espace anode de garde-collecteur. L'expérience présentée ci-dessus a montré qu'une partie importante des électrons est collectée par l'anode de garde, probablement juste à la sortie de l'espace anode garde-collecteur. Nous analyserons cet effet au paragraphe IV.3.1.

   Mais, la collection par l'anode de garde peut ne pas être totale et, dans ces conditions, un certain nombre d'électrons pourront atteindre l'anode centrale en contournant l'anode de garde; ceci peut expliquer la déviation des caractéristiques



- Figure 19 -

Variation de I_A/I_{AO} en fonction de B/B_c pour V_A = 100 V, V_C = + 2V et quatre valeurs de I_{AO} : 1.- I_{AO} = 48,5 μA ; 2.- 416 μA ; 3.- 6,2 mA ; 4.- 17,9 mA.

expérimentales de coupure mesurées sur l'anode centrale, par rapport aux prévisions de la théorie de Lindsay. Ces électrons peuvent aussi interagir avec la paroi en verre.

2) Une valeur assez basse de la densité de courant d'émission, pour éviter les effets de la charge d'espace. En effet, les résultats de la théorie de Lindsay permettent un calcul direct de la caractéristique de coupure seulement dans le régime qu'il dénomme "contrôlé par le champ magnétique", et c'est bien avec les résultats théoriques obtenus par Lindsay pour ce régime que nous comparons nos résultats expérimentaux sur la figure 16. Le régime contrôlé par le champ magnétique se réalise en tous les points d'une diode plane pour des densités de courant très faibles, dont la valeur dépend aussi de la dimension de la cathode dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Il est difficile de préciser directement la densité limite de courant d'émission pour laquella la diode magnétron est contrôlée par le champ magnétique, pour la raison suivante : le régime contrôlé par le champ magnétique est caractérisé par une distribution de potentiel définie par les inégalités (I.41). Or, la distribution de potentiel dans une certaine section d'une diode magnétron plane n'est pas déterminée seulement par les charges émises dans cette même section, mais aussi par celles émises dans les autres sections.
La construction du tube d'expérience avec anneaux de garde ne permettait pas d'effectuer les mesures à des courants d'émission plus faibles que quelques 10^{-5} A, car la résistance d'isolement entre l'émetteur et les anodes n'était pas suffisante, suite aux dépôts formés pendant le dégazage sur les tubes de quartz portant les électrodes.

Les expériences effectuées dans ce premier tube ont défini les principales difficultés, et nous ont suggéré les idées que nous allons vérifier par la suite.

La concentration du courant anodique anormal sur l'anode de garde (figure 15) m montre que les électrons dérivent dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique. L'interaction électron-surface collectrice (réflexion ou émission secondaire vraie) peut expliquer cette dérive. Nous montrerons au § III.1 que la réflexion est le seul mécanisme possible pour expliquer la dérive des électrons ayant, dans nos expériences, des énergies extrêmement basses ($\sim$ 0,1 eV) lors de leur interaction avec le collecteur. Les expériences d'orientation suivantes (§ II.5, II.6) apporteront une information directe concernant l'effet de l'interaction électron-surface collectrice sur la caractéristique de coupure. Afin de faciliter la présentation, nous désignerons dans les paragraphes suivants par "réflexion" l'interaction électron-surface qui explique la dérive des électrons.

II.4 - EXPERIENCES CONCERNANT L'EFFET DU COURANT D'EMISSION SUR LA CARACTERISTIQUE DE COUPURE

L'influence du courant d'émission sur la caractéristique de coupure a été étudiée par plusieurs auteurs, mais les résultats sont contradictoires. La plupart des auteurs (Hull, 1921, Harvey, 1943, Fulop, 1958, Lafferty, 1961, Butusov et Fridrihov, 1964, Rocard, 1967) ont trouvé que la largeur effective de la courbe de coupure diminue lorsque le courant d'émission augmente; d'autre part, Gabor et Sims (1955) se réfèrent à l'existence d'une tendance opposée. Hirsh (1966) observe un élargissement de la région de coupure lorsque le courant d'émission augmente dans certains limites, mais qui est remplacé, à courants forts, par une tendance opposée.

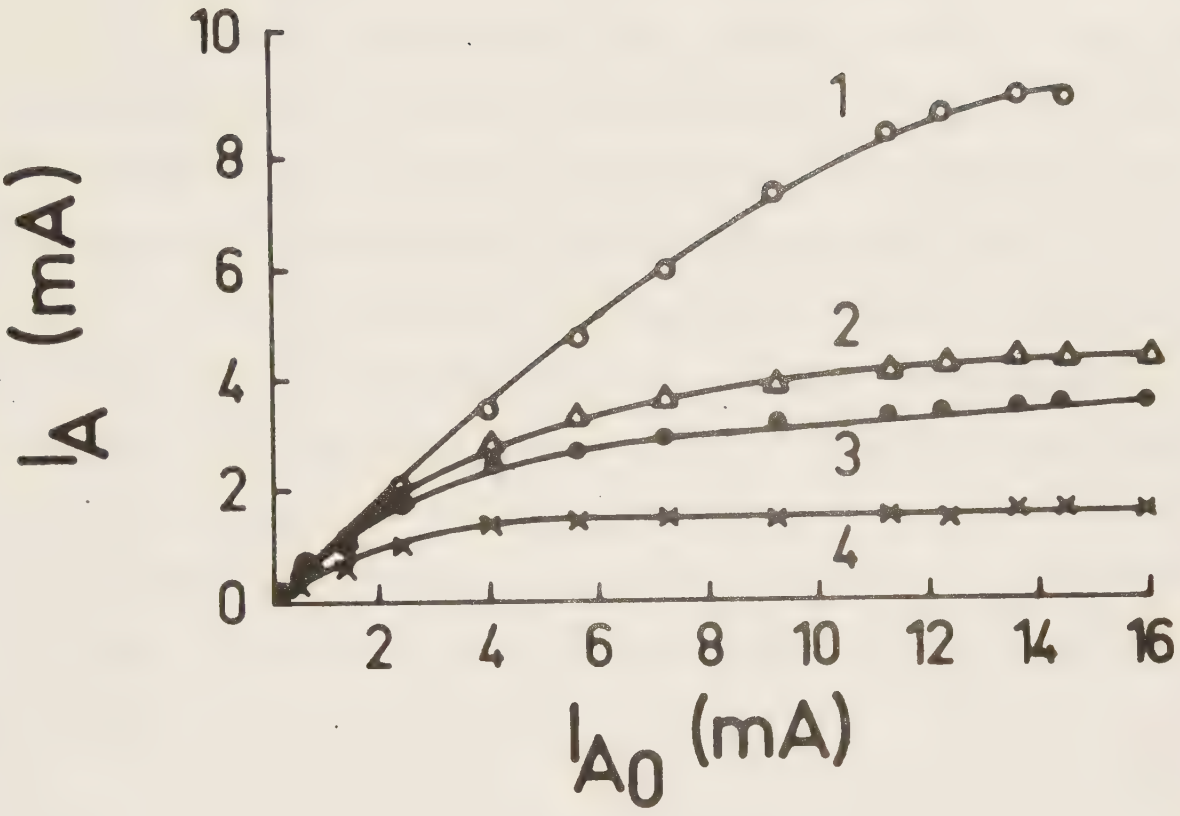
Nos expériences (Bacal, 1964 b) ont été effectuées dans le tube présenté sur la figure 13. Nous avons aussi répété ces expériences dans un autre tube de structure identique, mais avec une cathode àoxyde d'un diamètre supérieur (Ø = 1,3 cm); les résultats obtenus avec les deux tubes sont concordants. Pour cette raison, nous discuterons seulement les résultats obtenus dans le tube présenté sur la figure 13.

En nous référant à la figure 19, où les résultats obtenus pour V_A = 100 V sont présentés sous la forme de dépendance du rapport I_A / I_{Ao} en fonction de B / B_c, nous observons que la coupure du courant anodique ($I_A = I_{A1} + I_{A2}$) est plus raide pour les

courants d'émission forts que pour les courants d'émission faibles. Si nous examinons maintenant la figure 15, où est montrée la distribution du courant anodique sur les deux parties de l'anode, nous constatons que lorsque $B > B_c$, le courant anodique est concentré sur l'anode de garde, et que c'est précisément le rapport I_{A2}/I_{A1o} qui est le plus affecté par la variation du courant d'émission. En comparant les figures 15 et 19, on se rend compte que la variation du courant anodique total est déterminée par celle du courant sur l'anode de garde, et que l'influence du courant d'émission sur le rapport I_A/I_{Ao} s'exerce par l'intermédiaire de la composante du courant anodique sur l'anneau de garde I_{A2}.

Pour visualiser directement la dépendance du courant anodique dans le régime de coupure en fonction du courant d'émission, nous avons fait varier la température de la cathode, et donc son courant d'émission. Pour chaque température, nous avons mesuré le courant anodique à B = 0 (I_{Ao}), qui est égal au courant d'émission tant que la diode n'est pas limitée par la charge d'espace, et les valeurs du courant anodique I_A pour quatre valeurs de l'induction magnétique. Les courbes de la figure 20 représentent la variation du courant I_A, pour une valeur constante de l'induction magnétique, en fonction de I_{Ao}. On peut observer l'existence d'une région de proportionnalité des courants I_A et I_{Ao} qui correspond aux valeurs relativement faibles de ces courants. On peut aussi observer que la région de proportionnalité est suivie par une région de saturation dans laquelle I_A reste constant lorsque le courant d'émission augmente et approche de la valeur qui, en l'absence de champ magnétique, est limitée par la charge d'espace. Plus le champ magnétique est fort, plus la valeur maximum atteinte par I_A, ainsi que la valeur I_{Ao} à laquelle la saturation commence, sont basses. La variation du courant sur le collecteur comme fonction du courant d'émission a un caractère similaire.

Nos résultats (figure 19) sont donc en accord qualitatif avec ceux de Harvey



- Figure 20 -

Variation de I_A en fonction de I_{AO} pour V_A = 100 V et quatre valeurs de B/B_c : 1.- 1,37 ; 2.- 2,1 ; 3.- 2,73 ; 4.- 5,26.

(1943) et Fulop (1958), auteurs qui ont observé que la largeur effective de la courbe de coupure diminue lorsque le courant d'émission dans la diode magnétron plane augmente. Nous avons montré de plus (figure 20) l'existence d'une proportionnalité entre le courant anodique dans le régime de coupure et le courant d'émission, limitée à la région des courants d'émission pas trop forts. Cette proportionnalité suggère que des phénomènes indépendants de la densité du courant d'émission jouent un rôle déterminant dans l'apparition des courants anodiques que l'on observe expérimentalement pour $B > B_c$. L'un de ceux-ci peut être la réflexion des électrons sur la surface du collecteur. A des densités plus importantes de courant d'émission, le courant d'électrons atteignant l'anode dans le régime de coupure paraît en effet être limité par la charge d'espace. Plus le champ magnétique est fort, plus cette limitation est importante. C'est précisément cette limitation qui détermine, aux courants d'émission forts, la décroissance relativement rapide du rapport I_A/I_{Ao} avec le champ magnétique que l'on observe expérimentalement.

II.5 - OBSERVATIONS SUR L'EFFET DE L'ETAT DE SURFACE DU COLLECTEUR

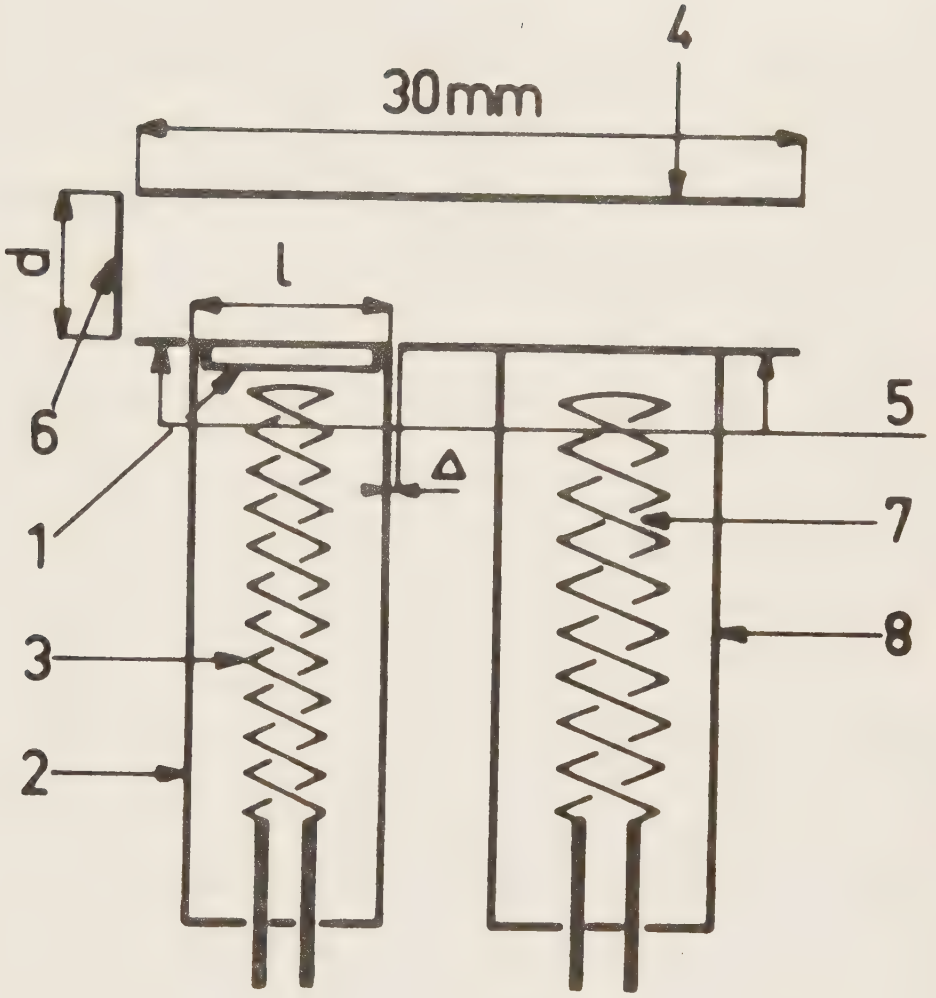
Les expériences précédentes sur l'effet du courant d'émission (II.4) ont suggéré l'hypothèse que la réflexion des électrons sur le collecteur pourrait être le phénomène indépendant de la densité du courant d'émission qui détermine l'existence du courant anodique anormal que l'on observe dans les diodes magnétrons en régime de coupure. Les expériences que nous allons décrire ci-dessous apportent des arguments en faveur de cette hypothèse. Elles concernent l'influence des propriétés de la surface du collecteur sur la caractéristique de coupure et ont été décrites en détail, ainsi que leurs résultats, dans une publication antérieure (Bacal et Bornaz, 1965 a).

Le tube d'expérience (figure 21) représente une triode magnétique dont le collecteur peut être chauffé par radiation et par bombardement électronique. Les électrons sont émis par une cathode imprégnée plane (1), dont le diamètre est de 9 mm. Cette cathode est chauffée par radiation par un filament bifilaire en tungstène (3) introduit dans un cylindre en molybdène (2) qui représente le support de la cathode. Le collecteur (5) se trouve dans le plan de la cathode et représente une plaque de tantale (3,2 x 1,4 cm); la cathode est introduite dans un orifice circulaire (Ø = 1,1 cm) percé dans le collecteur. Ce dernier est supporté par un cylindre, à l'intérieur duquel se trouve un filament (7) de tungstène qui peut servir au chauffage du collecteur par radiation ou bombardement électronique. L'anode (4) - une plaque de 3 x 1 cm - est située dans un plan parallèle à celui du collecteur et de la cathode, à une distance de 0,7 cm. Une électrode latérale (6), perpendiculaire aux autres électrodes, est aussi prévue. L'anode, le collecteur et son support ainsi que l'électrode latérale sont en tantale de 0,05 cm d'épaisseur.

Afin d'éviter l'élargissement du faisceau d'électrons dans la direction du champ magnétique, nous avons appliqué la méthode proposée par Midford et Kino (1961), qui consiste à choisir la dimension de l'anode dans la direction du champ magnétique inférieure à la dimension correspondante du collecteur.

Les électrodes ont été fixées par soudure par point sur quatre tubes de céramique, et l'ensemble a été monté sur un passage multiple en verre. Après le processus usuel de dégazage et d'activation de la cathode (§ II.2), le tube a été scellé avec une pompe getter à sublimation de titane et une jauge Bayard-Alpert. La pression, avec la cathode chaude et la pompe getter en fonctionnement, était de 10^{-8} Torr.

On peut remarquer que la configuration des électrodes répond aux relations (II.1) et (II.3) et que tous les électrons émis par la cathode peuvent être collectés par le collecteur, si l'induction magnétique B est comprise entre B_c et 1,48 B_c.



l = 9mm
d = 7mm
Δ = 1mm

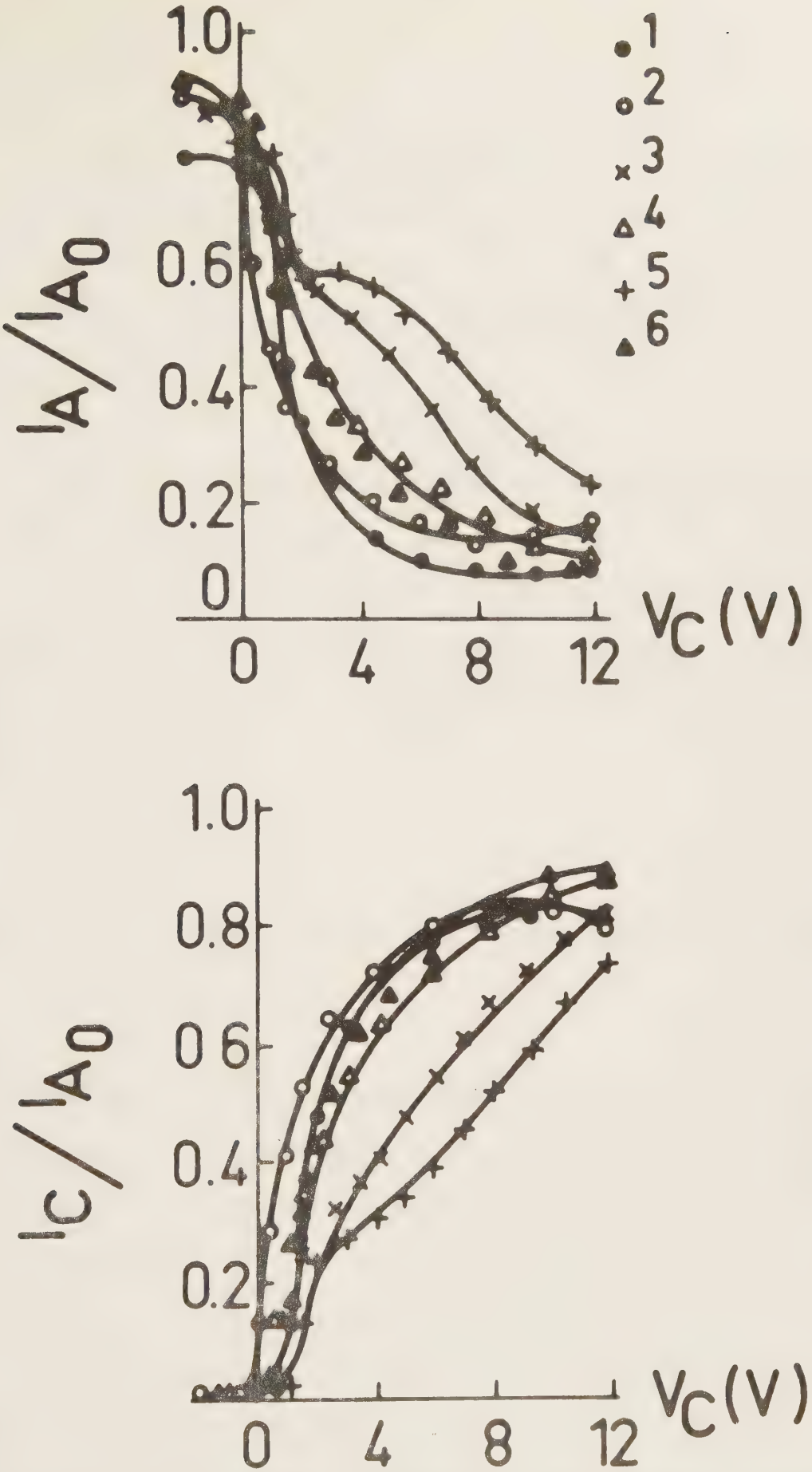
- Figure 21 -

SECTION DE LA TRIODE MAGNETIQUE UTILISEE POUR L'ETUDE DE L'EFFET DE L'ETAT DE SURFACE DU COLLECTEUR

1. cathode imprègnée ; 2. cylindre en molybdène supportant la cathode ; 3. filament bifilaire de tungatène pour le chauffage de la cathode ; 4. anode ; 5. collecteur ; 6. électrode latérale ; 7. filament bifilaire de tungstène pour le chauffage du collecteur. 8. cylindre en tantale supportant le collecteur.

Dans ces expériences, nous nous sommes surtout intéressée à la dépendance du courant anodique I_A et du courant sur le collecteur I_C en fonction de la différence de potentiel appliquée entre l'émetteur et le collecteur (V_C). L'étude de ces caractéristiques est avantageuse, car elle permet de différencier les changements dûs à la variation du travail de sortie du collecteur, qui détermine un déplacement parallèle des courbes dans la direction de l'axe des abscisses V_C, des changements dûs à d'autres causes. Nous avons représenté sur la figure 22 les courbes que nous avons mesurées dans le même régime de fonctionnnement mais à différentes époques. Chacune de ces courbes a été relevée à un moment caractéristique, suivant une opération, telle que le surchauffage de la cathode, le chauffage intense de l'anode ou du collecteur. On observe qu'à la suite de ces opérations, il n'y a pas seulement un déplacement parallèle des courbes dans la direction de l'axe V_C, mais aussi une modification de la forme des courbes. Nous pensons pouvoir attribuer ce changement de forme à la modification du coefficient de réflexion de la surface du collecteur.

En effet, toutes les opérations effectuées ont conduit à des changements de forme des courbes et non seulement à un simple déplacement qui aurait été le résultat d'un changement du travail de sortie. On pourraitposer la question : commentl'influence du chauffage de la cathode ou de l'anode s'exerce-t-elle sur le coefficient de réflexion du collecteur, et quels autres effets, plus directs, ce chauffage pourrait-il avoir ? Analysons le cas du chauffage de l'anode, comme exemple. L'influence d'un changement du travail de sortie de l'anode, provoqué par son chauffage, doit être peu important, car ce changement est négligeable par rapport à la tension anodique appliquée dans ces expériences, qui était de 400 V. Il est aussi improbable que le changement du coefficient d'émission secondaire ou de réflexion de l'anode ait une influence remarquable, car les électrons secondaires et réfléchis de l'anode sont renvoyés vers la surface de l'anode par le champ électrique retardateur et par le champ magnétique.



- Figure 22 - Dépendance de I_A/I_{A0} et I_c/I_{A0} en fonction de la différence de potentiel appliquée entre la cathode et le collecteur, mesurée après les opérations suivantes :

1. scellement du tube ; 2. surchauffage de la cathode (courant du filament i_f= 4,72 A) et de l'anode (bombardement électronique 800 V, 80 mA) 3. activation de la cathode (i_f = 4A) 4. chauffage de l'anode (b.e. 900 V, 75 mA). 5. chauffage du collecteur par b.e. (800 V, 35 mA). 6. chauffage prolongé du collecteur par b.e. (800 V, 35 mA).

pour : V_A = 400 V ; B/B_c = 2,1 ; I_{A0} = 5 mA.

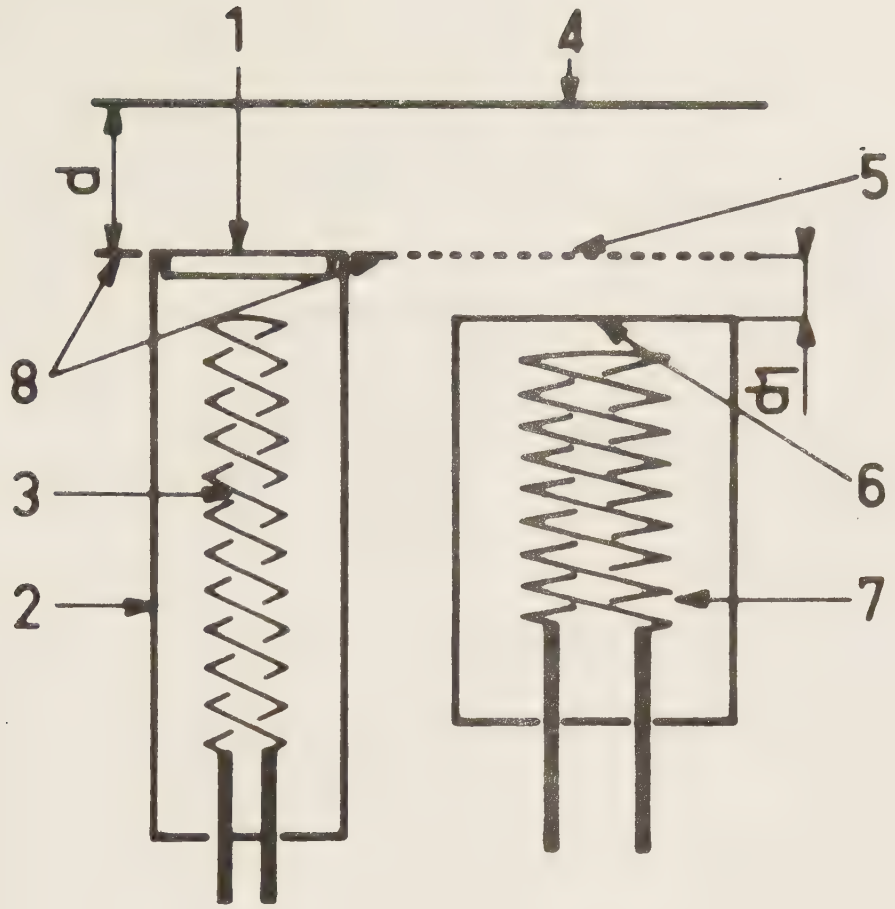
On peut alors supposer que lorsqu'on chauffe l'anode, les dépôts formés sur celle-ci par suite de l'activation et du fonctionnement de la cathode s'évaporent et sont absorbés par la surface froide du collecteur. Par ailleurs, après quelques chauffages successifs de l'anode et du collecteur, l'effet diminue, mais il réapparait après un surchauffage de la cathode.

Les opérations que nous avons mentionnées en liaison avec la figure 22 conduisent aussi à un changementdes caractéristiques de coupure.

Pour vérifier plus directement notre hypothèse selon laquelle la réflexion des électrons sur la surface du collecteur jouerait un rôle important dans le phénomène de coupure, nous avons construit un tube où la réflexion était réduite par une construction spéciale du collecteur.

II.6 - EXPERIENCES AVEC UNE TETRODE MAGNETIQUE MUNIE D'UN COLLECTEUR A SURFACE REFLECHISSANTE REDUITE

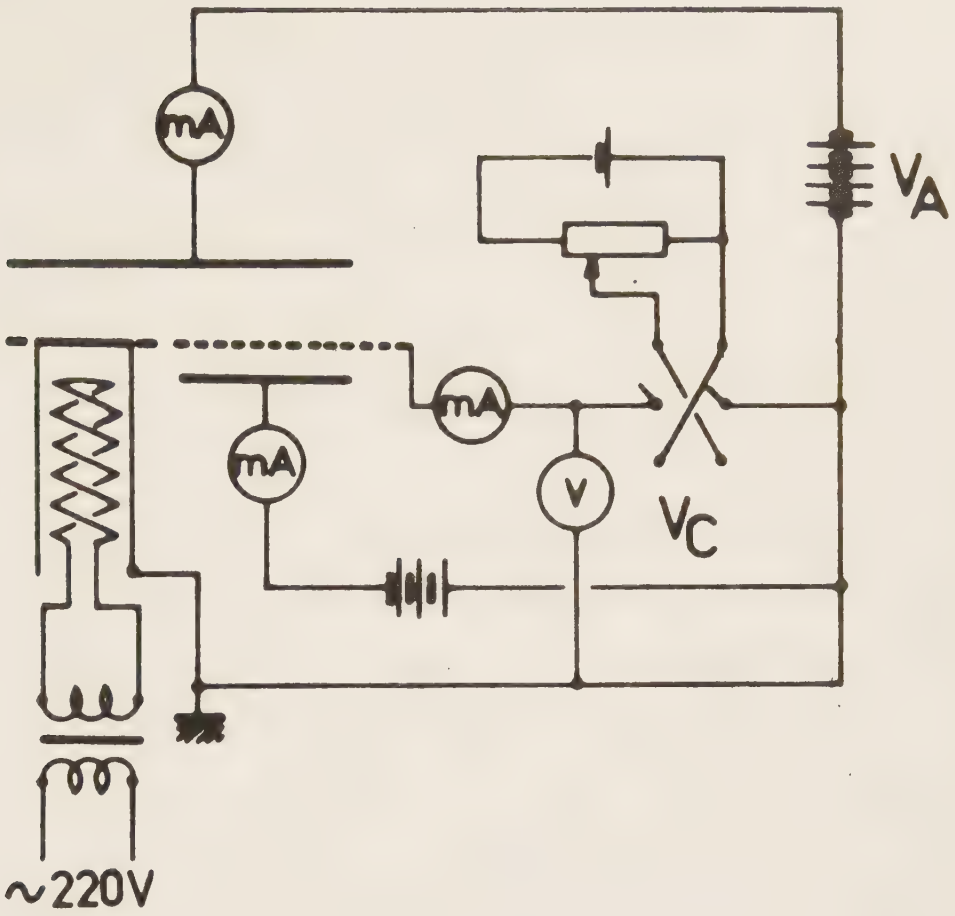
Afin de mettre en évidence directement la contribution des électrons réfléchis par le collecteur au courant anodique anormal que l'on observe dans les diodes magnétron en régime de coupure, nous avons construit un tube spécial, que nous allons désigner comme "tétrode magnétique". Ce tube (fig. 23) a une configuration semblable à celle de la triode magnétique (fig. 21), à l'exception du collecteur, qui n'est plus une plaque métallique pleine mais une grille en tungstène (mailles carrées, a = 0,05 cm, diamètre du fil, b = 0,003 cm) de haute transparence (88,3 %). Derrière la grille, à une distance de 0,3 cm est placée une plaque collectrice en tantale. Les expériences effectuées dans la "tétrode magnétique" ont été décrites dans une publication anté-



- Figure 23 -

SECTION DE LA TETRODE MAGNETIQUE

1. cathode imprègnée ;
2. cylindre en molybdène supportant la cathode
3. filament bifilaire pour le chauffage de la cathode
4. anode
5. grille en tungstène de haute transparence
6. plaque collectrice
7. filament bifilaire pour le chauffage de la plaque collectrice



- Figure 24 -

SCHEMA ELECTRIQUE DE MESURE

rieure (Bacal et Bornaz, 1965 b).

Lorsque le collecteur est formé par une grille, une fraction (i) seulement des électrons incidents sur le plan du collecteur (I) atteignent la surface collectrice (les fils de la grille) et peuvent donc subir une réflexion sur cette surface. Cette fraction est définie par :

$$\frac{i}{I} = \frac{b}{a}\left(2 - \frac{b}{a}\right) \approx 0{,}117 \qquad \text{(II.5)}$$

Les électrons qui traversent la grille par les ouvertures doivent être collectés par la plaque collectrice qui est polarisée positivement par rapport à la cathode (voir le schéma de mesure présenté sur la figure 24). Cette collection pourrait être perturbée par la coupure des électrons dans l'espace grille-plaque collectrice. Pour cette raison, il faut choisir la polarisation de la plaque collectrice de telle façon que la coupure des électrons dans l'espace grille-plaque collectrice n'intervienne pas pour les valeurs du champ magnétique qui sont intéressantes en ce qui concerne les expériences de coupure dans l'espace cathode-anode. Soit la condition :

$$B_{c1} \gg B_c \qquad \text{(II.6)}$$

où B_{c1} est la valeur critique de l'induction magnétique dans l'espace grille-plaque collectrice

B_c est la valeur critique de l'induction magnétique dans l'espace principal cathode-anode.

L'inégalité (II.6) conduit à la suivante :

$$\frac{V_{A1}}{d_1^2} \gg \frac{V_A}{d^2} \qquad \text{(II.7)}$$

où d_1 est la distance entre la grille et la plaque collectrice.

Le tableau I donne les tensions V_{A1} nécessaires pour différentes valeurs de B_{max}/B_c. Par exemple, si nous limitons à 2 B_c la valeur maximum du champ magnétique utilisé dans les expériences, alors $B_{c1} \geq 2\ B_c$, d'où il suit :

$$\frac{V_{A1}}{V_A} \geq 4 \left(\frac{d_1}{d}\right)^2 = 0,735 \qquad (II.8)$$

Donc, pour $V_A = 400$ V, $V_{A1} \geq 290$ V.

Si la condition II.8 est satisfaite et si les tensions utilisées sont assez fortes, alors seuls les électrons réfléchis sur la plaque collectrice sans perte d'énergie pourront retourner et atteindre la grille. Pour les énergies électroniques de l'ordre de 100 V, le coefficient de réflexion élastique est de 3 %.

En considérant la relation (II.8), nous serions tentés d'appliquer une polarisation V_{A1} aussi forte que possible sur la plaque collectrice, en vue d'étendre autant que possible le domaine de mesure. Mais on est limité par les distorsions dans la distribution du potentiel à proximité de la grille, lorsque les champs électriques des deux côtés de celle-ci sont très différents.

TABLEAU I

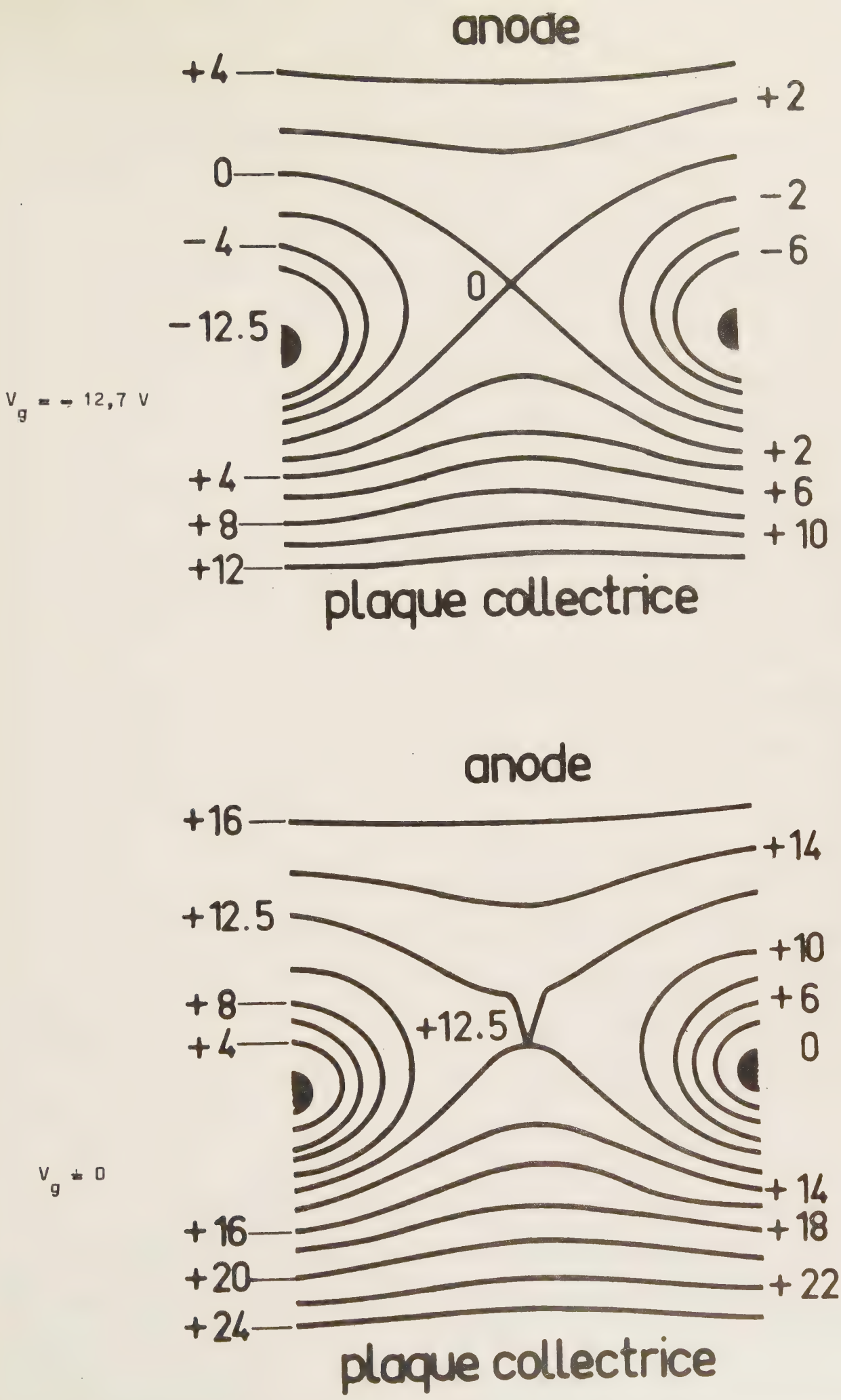
B_{max} / B_c	V_{A1} / V_A	V_{A1} (Volts) pour $V_A = 400$ V
1	0,184	73,5
1,5	0,415	166
2,0	0,735	290
3,0	1,65	660

Pour mieux comprendre les conséquences de ces distorsions, nous avons essayé de calculer la distribution de potentiel dans le cas de notre grille, connaissant les potentiels appliqués sur l'anode et la plaque collectrice. Comme nous n'avons pas trouvé dans la littérature le calcul de cette distribution dans le cas d'une grille à mailles carrées, nous avons été amenés à utiliser celui existant pour une grille linéaire (Rothe et Kleen, 1955). Nous avons procédé comme dans le calcul des tubes électroniques, où une grille à mailles carrées est considérée comme équivalente, en ce qui concerne le potentiel effectif et le coefficient d'amplification, à une grille linéaire de pas s, si ces grilles ont la même surface active de fil par unité de surface de la grille. La relation est la suivante :

$$\frac{1}{s} = \frac{1}{a}\left(2 - \frac{b}{a}\right) \qquad \text{(II.9)}$$

La distribution de potentiel dans la région de la grille obtenue à la suite d'un tel calcul pour $V_{A1} = V_A = 400$ V et $V_g = 0$ (V_g = potentiel appliqué sur la grille), est présentée sur la figure 25. On observe qu'un certain nombre de lignes équipotentielles se referment sur elles-mêmes autour des fils de la grille. Par suite, le potentiel dans un plan perpendiculaire au plan de la grille passe par une valeur minimum, positive par rapport à la grille. Cette valeur est maximum dans le plan médian entre deux fils. Le potentiel de ce "col" atteint, dans l'exemple représenté sur la figure 25, la valeur de 12,5 V. Il est évident que le potentiel du "col" varie avec V_{A1} lorsque V_A est constant.

Ces particularités de la distribution de potentiel autour des fils de la grille ont une conséquence importante : les électrons traversent le plan de la grille avec des énergies supérieures aux énergies thermiques qu'ils avaient au moment de leur émission de la cathode. En particulier, les électrons qui traversent la grille



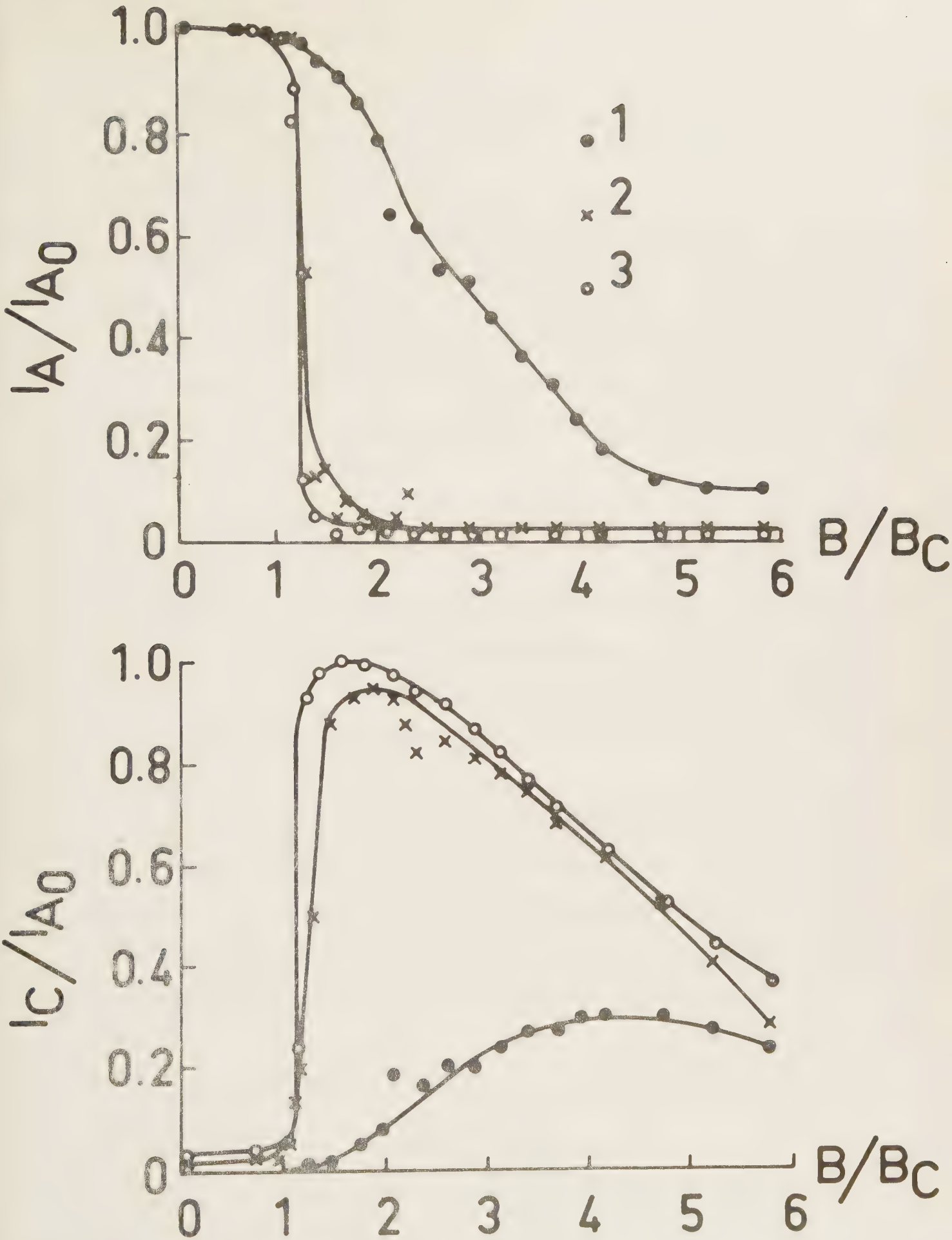
— Figure 25 — Distribution de potentiel autour de la grille de la tétrode magnétique, pour $V_{\acute{A}} = V_{A1}$ = 400 V et deux valeurs du potentiel V_g entre la grille et la cathode

au milieu de la distance entre ses fils ont l'énergie maximum déterminée par le potentiel du col.

Nous avons mesuré dans ces expériences les courants sur l'anode (I_A), sur la grille (i) et sur la plaque collectrice (I_C), en fonction de l'induction magnétique, à tensions V_A et V_{A1} constantes. Les mesures ont été répétées pour plusieurs valeurs V_{A1}. Un potentiel $V_g = +2$ V a été appliqué sur la grille pour compenser la différence de potentiel de contact par rapport à la cathode. La courbe 1, sur la figure 26, correspond au cas où la plaque collectrice est au même potentiel que la grille. Dans ce cas, le courant total $I_C + i$ est représenté au lieu du courant I_C. On peut observer que cette situation ne diffère pas beaucoup du cas du collecteur plein, étudié au § II.5. Les courbes 2 et 3 correspondent à des valeurs croissantes de V_{A1}. On peut observer que lorsqu'on applique une polarisation V_{A1} assez importante (courbes 2 et 3 correspondant à $V_{A1} \geq 300$ V), la coupure devient très franche et le courant anodique anormal dans le régime de coupure ne dépasse pas 5 %. Par contre, après la coupure, tout le courant anodique se retrouve sur la plaque collectrice.

L'analyse de la figure 26 confirme le fonctionnement correcte de l'appareil, autant que ceci soit possible, puisque la collection des électrons par la plaque collectrice est aussi basée sur la connaissance du phénomène de coupure. En effet, il paraît normal qu'une polarisation $V_{A1} \geq 300$ V soit nécessaire pour obtenir une coupure franche du courant anodique, puisque la valeur $V_{A1} = 290$ V est la valeur requise pour $B_{max}/B_c = 2$ (Tableau I).

L'allure des courbes présentées sur la figure 26 peut confirmer notre hypothèse selon laquelle la réflexion des électrons sur le collecteur constitue une cause importante du courant anodique résiduel dans le régime de coupure du magnétron. En ef-



- Figure 26 - Variation des rapports I_A/I_{AO} et I_C/I_{AO} en fonction de B/B_c dans la tétrode magnétique avec le potentiel appliqué à la plaque collectrice (V_{A1}) comme paramètre.

V_A = 400 V ; V_g = + 2V ; I_{AO} = 5,7 mA. 1.- V_{A1} = + 2V ; 2.- V_{A1} = 300 V ; 3.- V_{A1} = 400 V

fet, lorsque les conditions correctes de fonctionnement de la grille en tant que collecteur "à surface réfléchissante réduite" sont créées, le courant anodique subit une coupure bien franche.

Si on admet que le coefficient de réflexion de la surface de tungstène de la grille est de $\sim 0,5$, alors la variation subie en régime de coupure par le rapport $\frac{I_A}{I_{Ao}}$ lorsque l'on passe de $V_{A1} = +2$ V (courbe 1) à $V_{A1} = 400$ V (courbe 2) est en accord avec les prévisions d'un calcul géométrique. Cette variation de V_{A1} correspond à la transition des conditions d'un collecteur plein aux conditions d'un collecteur à surface réfléchissante réduite.

Une autre interprétation de l'ensemble des résultats obtenus dans la tétrode magnétique est possible qui serait due à l'existence des "cols" à potentiel positif par rapport à la grille dans la proximité de celle-ci. Cette interprétation consiste à affirmer qu'un certain nombre d'électrons ayant subi des pertes d'énergie pouvaient atteindre la plaque collectrice en traversant la grille dans la proximité des "cols"; ces électrons n'auraient pu être captés par le collecteur, équipotentiel avec la cathode, de la triode magnétique.

Pour lever l'incertitude dans l'interprétation des résultats, nous aurions dû utiliser une grille ayant un pas très inférieur à celui de la grille utilisée. Mais ceci aurait diminué la transparence de la grille, ou bien aurait conduit aux difficultés technique d'une grille très fragile. En raison de ces difficultés, nous avons décidé de ne plus poursuivre les efforts dans cette direction.

II.7 - EXPERIENCES SUR L'EFFET DU POTENTIEL DE LA PAROI SUR LA CARACTERISTIQUE DE COUPURE

La théorie de Lindsay, comme beaucoup d'autres, se réfère à une diode plane infinie. Une approche possible des conditions idéales traitées par la théorie consiste à tenter d'assurer l'homogénéité du champ électrique à l'intérieur de la diode magnétron. Pour faire cela, nous avons évité d'introduire des électrodes de focalisation aux bords de la diode magnétron (§ II.2). Mais la présence même des parois introduit en fait une certaine non-homogénéité. Nous avons trouvé que le potentiel de la paroi a une certaine influence sur la position du "point de coupure". Par suite des différents modes de mise en route de la diode, le potentiel flottant de la paroi en verre pouvait prendre - en l'absence du champ magnétique - deux valeurs différentes : une valeur négative, proche du potentiel de la cathode, ou une positive, inférieure à la tension anodique. Nous avons observé deux types de caractéristique de coupure correspondant au même régime de fonctionnement (aux mêmes courant et tension) de la diode magnétron, mais avec différentes conditions initiales de la paroi (figure 27). Il faut remarquer que le champ mangétique critique calculé selon Hull (B_c) se trouve compris entre les deux valeurs B_c^A et B_c^B que l'on peut établir sur les deux courbes expérimentales de coupure.

D'autre part, nous avons observé que le potentiel flottant de la paroi en verre variait considérablement avec le champ magnétique, pendant la mesure de la caractéristique de coupure, et subissait une transition brusque de la valeur stable positive à l'autre valeur stable négative. Lors de cette transition du potentiel flottant de la paroi, le courant anodique subit aussi un saut que l'on remarque facilement sur la figure 27, à la valeur B^I du champ magnétique.

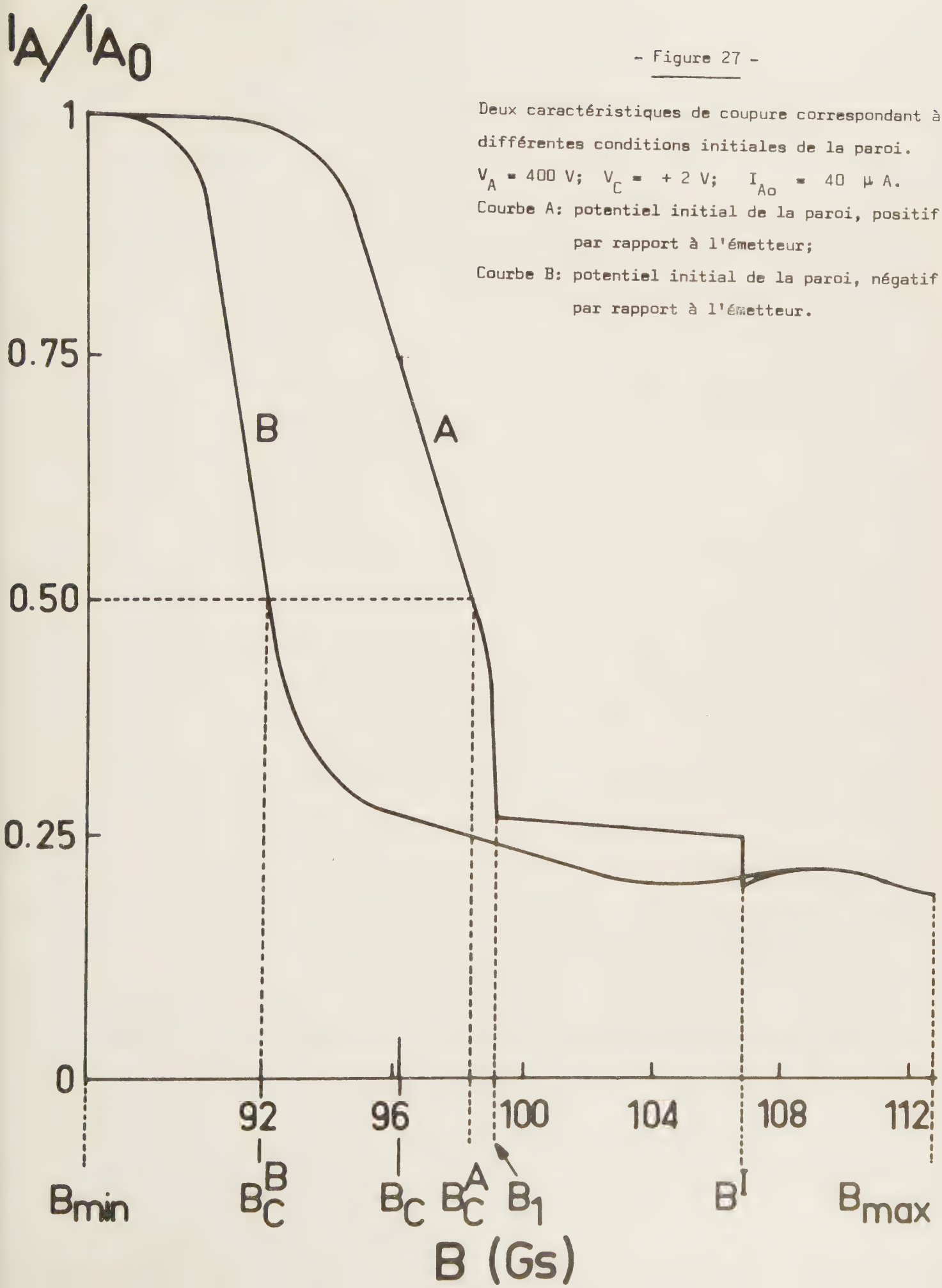
- Figure 27 -

Deux caractéristiques de coupure correspondant à différentes conditions initiales de la paroi.

V_A = 400 V; V_C = + 2 V; I_{Ao} = 40 µ A.

Courbe A: potentiel initial de la paroi, positif par rapport à l'émetteur;

Courbe B: potentiel initial de la paroi, négatif par rapport à l'émetteur.



Nous avons décrit en détail les expériences concernant l'effet du potentiel de la paroi de verre sur la caractéristique de coupure dans une publication antérieure (Bacal et Cristescu, 1967). D'autre part, pour mesurer directement la variation de ce potentiel en différentes circonstances, nous avons réalisé des expériences spécifiques, soit avec des sondes extérieures, soit en recouvrant la paroi d'une couche conductrice (Bacal, 1968). Pour interpréter l'ensemble de nos observations, nous avons développé une théorie qui prend en considération l'émission secondaire d'électrons par la paroi, la multiplication de ces électrons secondaires sur la paroi (importante en présence du champ magnétique), ainsi que le flux d'ions positifs et négatifs sur la paroi; cette théorie a également été présentée dans des publications antérieures (Bacal, 1968, Bacal et Cristescu, 1968).

Ces expériences nous ont amenée à conclure que, pour être stable, le potentiel des parois doit être imposé. Pour cela, nous avons recouvert les parois de verre des tubes d'expériences d'une couche conductrice d'oxyde d'étain. Un passage en fil de molybdène permet d'imposer à cette surface le potentiel de notre choix.

Nous avons aussi conclu que la valeur du potentiel appliqué à la paroi de verre avait une influence sur la position de la caractéristique de coupure; plus ce potentiel est positif par rapport à la cathode, plus la caractéristique de coupure se déplace vers les fortes valeurs de l'induction magnétique, sans que la forme de la caractéristique soit modifiée. En comparant la position du "point de coupure" sur nos caractéristiques (c'est-à-dire la valeur B correspondant à un courant anodique égal à $\frac{1}{2} I_{ao}$ - voir § I.5) avec les prédictions de la théorie élémentaire de Hull (Eq. I.58), nous avons trouvé que l'accord existe lorsque le potentiel de la paroi a une valeur intermédiaire entre le potentiel de la cathode et celui de l'anode.

II.8 - EFFET DE LA PRESSION DE GAZ

Nous avons tenté d'observer l'influence de la pression de gaz sur la caractéristique de coupure. Nous avons étudié cette question dans le tube présenté sur la figure 21 et décrit au paragraphe II.5. Nous avons préparé des petits ballons contenant de l'argon à différentes pressions; ces ballons étaient attachés au tube d'expérience lors de son scellement. L'argon contenu dans le ballon pouvait être introduit dans le tube d'expérience en cassant la fine paroi de verre qui le séparait du ballon.

Nous n'avons pas observé de changement significatif de la caractéristique de coupure lors de la variation de la pression de gaz entre 10^{-8} et 10^{-5} Torr. Ce résultat montre que dans la triode magnétique, la contribution du courant d'ions positifs au courant anodique anormal en régime de coupure était négligeable, comme nous l'avons par ailleurs discuté au paragraphe II.2.

II.9 - CONCLUSION DES EXPERIENCES D'ORIENTATION

Notre recherche a été orientée par les observations suivantes :

1. La proportionnalité entre le courant anodique anormal et le courant d'émission, dans certaines limites, montre qu'un processus indépendant de la densité du courant d'émission joue un rôle déterminant dans l'anomalie de la coupure. Un tel processus peut être l'interaction électron-surface collectrice, qui permet aux électrons de dériver dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique.

2. La concentration du courant anodique anormal sur l'extrémité de l'anode, montrant

que les électrons dérivent dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique.

3. Le faible taux de collection des électrons par le collecteur, montrant l'existence de la réflexion ou de l'émission secondaire vraie sur la surface collectrice.

4. L'effet de l'état de surface du collecteur sur son taux de collection et la caractéristique de coupure.

5. La réduction du courant anodique anormal lorsque le collecteur a une surface réfléchissante réduite.

6. L'absence d'un effet lié à la variation de la pression de gaz entre 10^{-8} Torr et 10^{-5} Torr, montrant que la contribution des ions positifs à l'anomalie de la coupure pouvait être négligée.

7. L'effet du potentiel de la paroi sur la caractéristique de coupure.

Ces résultats montraient que l'anomalie de la coupure dans le magnétron plan pouvait être due à l'interaction des thermoélectrons avec la surface du collecteur. Le but de notre travail ultérieur a donc été de mettre en évidence le processus d'interaction électron-surface responsable de l'anomalie de la coupure, et d'expliquer la caractéristique anormale de coupure (par rapport à celle prévue par la théorie de Lindsay) en tenant compte de cette interaction.

C H A P I T R E I I I

EFFET DE LA REFLEXION DES ELECTRONS SUR LA CARACTERISTIQUE DE COUPURE DU MAGNETRON

III.1 - INTRODUCTION

Les observations faites dans nos expériences préliminaires et résumées au paragraphe II.9 nous ont amené à supposer qu'une interaction électron-surface telle que l'émission électronique secondaire, ou la réflexion, pouvait représenter l'une des causes importantes de l'anomalie de la coupure. Rappelons, parmi ces observations, l'effet de l'état de la surface du collecteur sur la caractéristique de coupure, et la proportionnalité entre le courant anormal en régime de coupure et le courant d'émission.

L'importance de l'effet de l'émission secondaire de la cathode dans le magnétron, ou de la sole dans les tubes à faisceau injecté, a été discutée par de nombreux auteurs. Jepsen et Müller (1951) ont observé que le courant anodique d'un magnétron dépendait du coefficient d'émission secondaire de la cathode. Favre (1958) montre que le spectre du bruit et d'autres caractéristiques du carcinotron M sont affectés par l'émission secondaire de la sole.

L'émission secondaire qui apparait dans ces tubes est due à la présence d'électrons d'énergie anormalement haute. Le bombardement de la cathode par ces électrons dans les magnétrons cylindriques (Megaw, 1933, Vidgortchik, 1936) et les courants

atteignant des électrodes polarisées négativement par rapport à la cathode (Aström, 1948, Guénard et Huber, 1952) prouvent l'existence de ces électrons rapides.

Butusov et Fridrihov (1964) ont étudié les causes de l'apparition d'un maximum dans la caractéristique de coupure d'une diode magnétron cylindrique dans des champ croisés très forts. Ils ont montré que le maximum était dû à une intensification du bombardement électronique de la cathode déterminant une augmentation sensible du courant d'électrons secondaires émis par la cathode.

L'importance technique de ces phénomènes est considérable, car le bombardement électronique modifie sensiblement le bilan thermique de la cathode des magnétrons, tandis que le courant d'électrons secondaires peut remplacer dans certaines conditions l'émission thermoélectronique de la cathode.

Le nombre d'électrons rapides dans les magnétrons est particulièrement grand lorsque les courants électroniques et les champs appliqués sont importants. Nous avons étudié dans la triode magnétique le courant d'électrons rapides qui atteignent le collecteur lorsqu'il est polarisé négativement par rapport à l'émetteur (Bacal, 1963, figures 13 et 17). Nous avons trouvé que le nombre d'électrons rapides diminue en même temps que le courant d'émission et le rapport B/B_c.

Attribuer l'anomalie de la coupure à l'émission secondaire serait expliquer une anomalie par une autre (à savoir la présence des électrons rapides). En effet, le coefficient d'émission secondaire électronique vraie est négligeable pour des énergies électroniques inférieures à quelques électrons-volts (Bronstein et Fraiman, 1969). En régime statique et en l'absence de phénomènes anormaux, les thermoélectrons devraient atteindre la surface du collecteur d'une triode magnétique, ou la surface de la cathode d'un magnétron, chacun avec son énergie thermique. En effet, lorsque les

forces auxquelles est soumis un électron sont indépendantes du temps, son énergie totale se conserve, le travail du champ magnétique étant nul. L'électron qui atteint le collecteur, supposé au même potentiel que la cathode, possède alors une énergie égale à l'agitation thermique de la cathode, ce qui correspond en moyenne à un dixième d'électron-volt. Par conséquent, en l'absence des phénomènes anormaux qui produisent les électrons rapides, l'émission secondaire électronique vraie n'est pas possible.

Nous avons observé dans les expériences préliminaires, comme de nombreux autres auteurs (Harvey, 1943, Fulop, 1958), que l'anomalie de la coupure continue à se manifester, et même s'accentue, pour des courants faibles où le nombre d'électrons rapides diminue brutalement (Epsztein, 1958). Ceci montre que ces deux anomalies ne paraissent pas avoir la même cause. D'autre part, le but de notre recherche est d'étudier l'anomalie de la coupure dans des conditions où les autres anomalies caractéristiques des décharges à champs croisés ne se manifestent pas, ou se manifestent très peu. Cette voie nous paraît souhaitable afin de réduire la complexité des phénomènes étudiés et de trouver ceux qui sont essentiels pour l'anomalie de la coupure.

Ces circonstances nous obligent à faire nos expériences dans des conditions où la distribution des thermoélectrons en fonction de l'énergie n'est pas modifiée d'une façon anormale pendant leur mouvement dans les champs croisés; ceci veut dire que nous devrons retrouver à la surface collectrice la même distribution des électrons en fonction de leur énergie que celle à la cathode. Cette condition peut être réalisée pour des courants très faibles (10^{-6} A/cm^2) et pour des tensions relativement basses ($V_A \leq 500$ V).

D'autre part, dans notre analyse des causes de l'anomalie de la coupure, nous devrons considérer la réflexion comme le seul mécanisme d'interaction électron-

surface possible pour les électrons de très basse énergie.

Les connaissances actuelles concernant la réflexion des électrons de très basse énergie sont assez limitées, bien que l'étude de ce phénomène ait attiré de nombreux chercheurs (Shelton, 1957, Kisliuk, 1961, Zollweg, 1964, Niedermayer et Hölzl, 1965, Heil et Hollweg, 1967). Ceci s'explique par la difficulté des expériences avec faisceaux d'électrons très lents, et par l'importance considérable de l'homogénéité de la surface et des gaz absorbés. Ces circonstances ont fait que les résultats obtenus par différents auteurs sont souvent contradictoires.

Il n'est pas possible, d'autre part, d'expliquer la totalité des observations concernant l'anomalie de la coupure, si nous tenons compte uniquement de la réflexion des surfaces homogènes. Prenons comme exemple le changement de la caractéristique de coupure lorsque l'on fait varier la tension anodique. Le rapport entre le courant anodique anormal (I_A) et le courant anodique en l'absence de champ magnétique (I_{Ao}) est sensiblement plus important à haute tension anodique que lorsque cette tension est basse. Dans les conditions choisies pour nos expériences, les énergies des électrons atteignant le collecteur ne subissent aucun changement avec la tension anodique; ceci revient à affirmer que le nombre d'électrons réfléchis par un collecteur homogène ne varie pas avec la tension anodique.

La situation se présente différemment si nous tenons compte de la non-homogénéité du travail de sortie du collecteur; dans ce cas, une explication cohérente des observations est possible. En effet, le coefficient de réflexion d'une surface non-homogène (que nous appellerons "coefficient apparent de réflexion") dépend du champ électrique appliqué; les mécanismes de réflexion sont différents suivant la valeur du rapport entre le champ électrique appliqué et le champ électrique dû aux grains à travail de sortie différent qui sont présents sur la surface du collecteur (nous

désignerons par la suite ce dernier champ comme "champ inter-grains").

La cathode des magnétrons, remplissant aussi la fonction de surface collectrice, est toujours une surface non-homogène en ce qui concerne le travail de sortie. Pour cette raison, nous avons estimé que la réflexion dans le champ inter-grains de la surface collectrice peut être le mécanisme dominant de réflexion des électrons de très basse énergie, dans les magnétrons et dans la triode magnétique. Nous consacrerons une place importante à l'analyse de ce phénomène, dans le présent chapitre.

En résumé, dans le présent chapitre, nous montrerons qu'en ce qui concerne le magnétron plan, une interaction électron-surface telle que la réflexion permet aux électrons de **dériver** dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique pendant un certain nombre de périodes, et d'atteindre l'extrémité du magnétron; ici, en l'absence de parois capables de les collecter, les électrons sont inévitablement collectés par l'anode. Ceci a été observé dans nos expériences d'orientation (§ II.3) et prouvé par nos expériences finales (§ IV.3.1) effectuées dans des tubes munis d'une deuxième anode.

La fraction du courant d'émission électronique qui atteint l'extrémité du magnétron est définie par le coefficient de réflexion de la surface collectrice et par le nombre de collisions du faisceau électronique avec cette surface. Ces mêmes paramètres entrent dans les expressions du courant anodique et du courant du collecteur dans le magnétron plan.

La discussion des mécanismes d'interaction électron-surface nous amenera à la conclusion que la réflexion des électrons sur la surface collectrice non-homogène était à l'origine d'une majeure partie du courant anodique anormal dans le magnétron plan.

La non-homogénéité de la surface collectrice dont nous tiendrons compte est

due à la présence de grains cristallins à travail de sortie différent.

Nous montrerons que le rapport entre le champ électrique appliqué à la surface non-homogène du collecteur et le champ électrique inter-grains définit la valeur du coefficient apparent de réflexion des électrons de très basse énergie.

Nous développerons les idées de la "théorie des grains" (Herring et Nichols, 1949, Hensley, 1961, Heil, 1967), afin de calculer le coefficient de réflexion du collecteur non-homogène dans les champs électrique et magnétique croisés pour les cas extrêmes des champs électriques appliqués, fort et faible.

En vue de vérifier ces résultats théoriques, nous présenterons trois types d'expériences :

1. Etude de la surface du collecteur en tantale polycristallin avec le microscope à émission thermoélectronique.

2. Mesure de caractéristiques de coupure, dans des conditions où le nombre des collisions du faisceau électronique avec la surface est égal à 1 et la différence de potentiel de contact collecteur-émetteur compensée. Ces mesures ont été effectuées dans les deux cas extrêmes des champs appliqués fort et faible par rapport au champ inter-grains.

3. Nous proposerons et appliquerons une méthode de mesure "in situ" de la différence de potentiel de contact entre le collecteur et l'émetteur, qui consiste à trouver l'intersection des tangentes à la courbe log I_C en fonction de la tension appliquée entre l'émetteur et le collecteur (I_C = courant de collecteur) dans les régions de saturation et exponentielle. L'analyse de cette caractéristique dans la région exponentielle permet de déterminer la température électronique.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de deux publications (Bacal, 1970, Bacal et Cristescu, 1971).

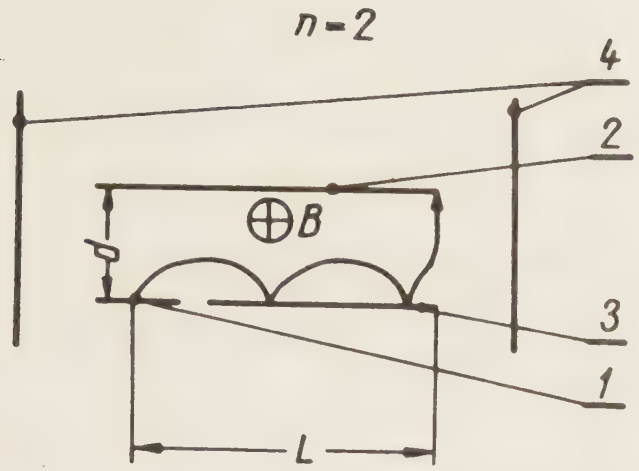
III.2 - LA COLLECTION DES ELECTRONS DANS LE MAGNETRON ET L'EFFET DE LA REFLEXION MULTIPLE. CAS DES ELECTRODES A TRAVAIL DE SORTIE HOMOGENE.

L'effet de la réflexion multiple des électrons dans une diode thermoïonique conventionnelle a été discuté par Nottingham (1956). La situation se présente différemment dans la diode magnétron : les électrons réfléchis par le collecteur ne retournent pas vers la cathode comme dans la diode conventionnelle, mais ils retournent vers le collecteur.

Examinons d'un peu plus près la réflexion multiple des électrons dans le magnétron, et ses conséquences sur la coupure du courant. Nous discuterons le cas d'une diode magnétron qui, en l'absence de champ magnétique, est limitée par la température. Considérons le courant d'électrons émis par la cathode (I_{Ao}); déviés par le champ magnétique dans leur mouvement vers l'anode, ces électrons retournent vers le plan de la cathode en décrivant une trajectoire cycloïdale. Admettons que ces électrons rencontrent une électrode - que nous appelerons "collecteur" - caractérisée par un coefficient de réflexion r. Une fraction rI_{Ao} du courant électronique incident quitte le collecteur et continue le mouvement cycloïdal pendant une autre période, jusqu'à une nouvelle collision avec le collecteur (fig. 28). Le processus pourra se répéter n fois, n étant limité par l'arrivée des électrons réfléchis la n-ème fois à l'extrémité de la diode magnétron.

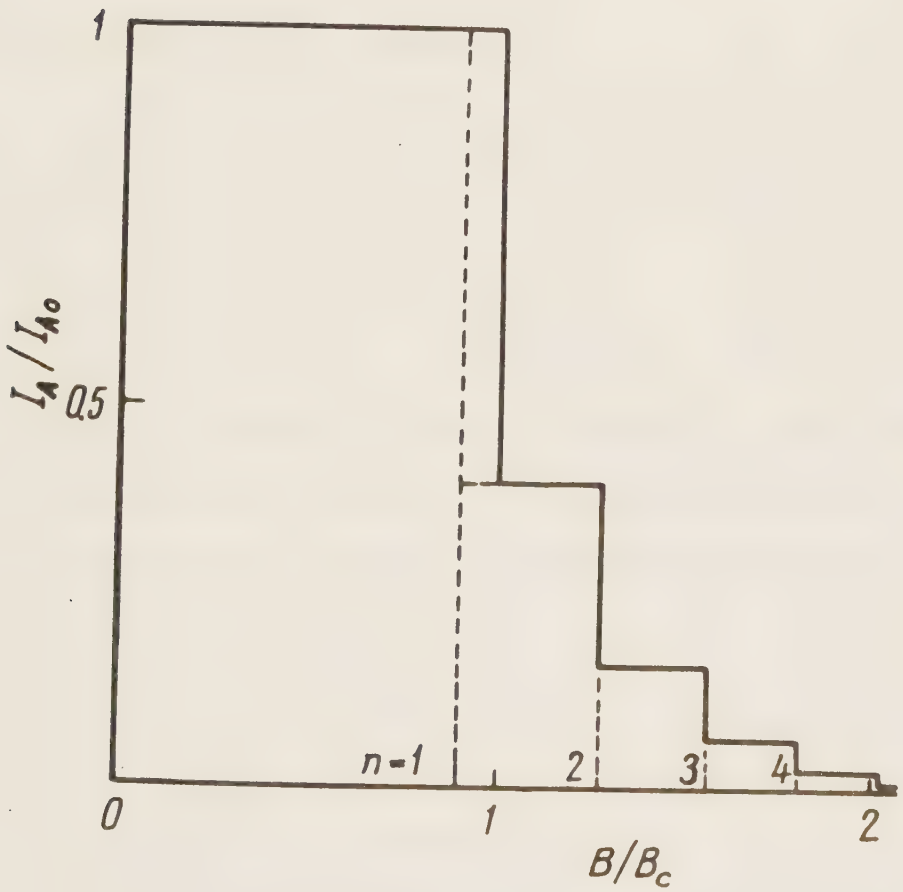
Admettons aussi que les électrons qui atteignent l'extrémité des électrodes du magnétron sont inévitablement capturés par l'anode. Ce point sera discuté au paragraphe IV.3.1. Faisant cette hypothèse, nous pouvons calculer la partie du courant anodique en régime de coupure déterminée par la réflexion multiple des électrons.

Si nous négligeons la variation du coefficient de réflexion r en fonction de l'énergie des électrons, nous pouvons prendre un coefficient moyen de réflexion $\bar{r}$, et estimer les courants d'électrons qui atteignent l'anode et le collecteur (I_A



- Figure 28 -

Représentation schématique des trajectoires électroniques dans la triode magnétique
1 - émetteur; 2 - anode;
3 - collecteur; 4 - parois.



- Figure 29 -

Représentation schématique de la caractéristique de coupure lorsqu'on tient compte de l'effet de de la reflexion multiple, avec $\bar{r} = 0,4$; dans la configuration d'électrodes considérée $B_{n=1} < B_c$.

et I_C, respectivement) et sont dûs à la réflexion multiple des électrons :

$$I_A = (\bar{r})^n \, I_{Ao} \qquad \text{(III.1)}$$

$$I_C = (1 - (\bar{r})^n) \, I_{Ao} \qquad \text{(III.2)}$$

Pour les électrons émis au centre de la cathode d'une triode magnétique, n est donné par la relation :

$$n\lambda < L < (n + 1)\lambda \qquad \text{(III.3)}$$

où L est la distance entre le centre de la cathode et l'extrémité du collecteur (fig. 28)

et λ est la longueur d'onde cyclotronique.

Utilisant quelques résultats de la théorie du mouvement d'un électron isolé dans des champs électrique et magnétique croisés (Spangenberg, 1949, Delcroix, 1963), notamment :

$$\lambda = \frac{2\pi m}{e} \frac{V_A}{d B^2} \qquad \text{(III.4)}$$

nous avons relié la valeur de l'induction magnétique B_n, pour laquelle le n-ième faisceau réfléchi atteint le collecteur, à B_c et aux caractéristiques géométriques de la triode magnétique (Bacal et Theodorescu, 1967, Bacal et Cristescu, 1971) :

$$\frac{B_n}{B_c} = \left(\frac{n \pi d}{L} \right)^{1/2} \qquad \text{(III.5)}$$

où d est la distance entre la cathode et l'anode.

Lorsque la longueur de la cathode est très inférieure à celle du collecteur et à la longueur d'onde cyclotronique, l'équation (III.5) peut être appliquée au faisceau tout entier. Dans ce cas, la dépendance du courant anodique en fonction du rap-

port B/B_c est représentée schématiquement sur la figure 29 pour une configuration plane d'électrodes dans laquelle $B_{n=1} < B_c$.

Si on tient compte de la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'énergie des électrons, on arrive à des expressions plus complexes pour I_A et I_C. Nous avons utilisé une méthode semblable à celle proposée par Nottingham (1956) pour la réflexion multiple des électrons dans une diode conventionnelle, mais nous n'avons pas fait d'hypothèse sur la dépendance de la probabilité de réflexion en fonction de l'énergie électronique. Nous allons montrer au paragraphe III.3.1 que l'information existante sur cette dépendance est insuffisante. Nous allons admettre que la distribution des énergies électroniques reste maxwellienne, puisqu'elle n'est pas modifiée par les différents phénomènes associés au mouvement des électrons dans les champs croisés. Cette hypothèse n'est pas justifiée pour n'importe quelle valeur du champ magnétique, comme en témoigne la présence d'électrons rapides (Aström, 1948, Bacal et Cristescu, 1971). Nous allons admettre que tous les électrons qui quittent la cathode ne retournent plus sur sa surface, mais seulement sur celle du collecteur; ceci est équivalent à admettre que la longueur d'onde cyclotronique est supérieure à la longueur de la cathode.

Nous emploierons l'indice "e" pour les paramètres associés à la cathode, et l'indice "c" pour le collecteur. Notant par r_e la probabilité de réflexion sur la surface homogène de l'émetteur, et par r_c celle sur la surface homogène du collecteur, nous obtenons les équations suivantes pour le courant du collecteur dans le domaine des potentiels retardateurs :

$$I_C = S_e A T_e^2 \int_{\sigma=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{e(\varphi_c + v)}{kT_e} + \sigma\right] \times \left[1 - r_e(V_s + \sigma kT_e)\right]\left[1 - r_c{}^n(\sigma kT_e)\right] d\sigma \qquad \text{(III.6)}$$

et pour le courant anodique :

$$I_A = S_e A T_e^2 \int_{\sigma=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{e(\varphi_c + v)}{kT_e} + \sigma\right]\left[1 - r_e(V_s + \sigma kT_e)\right]\left[r_c{}^n(\sigma kT_e)\right] d\sigma \qquad \text{(III.7)}$$

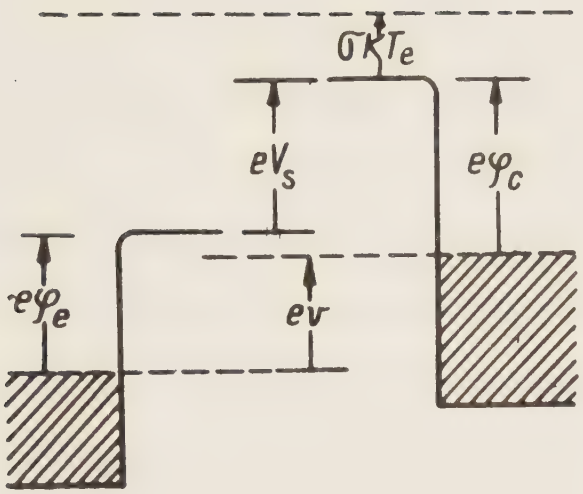
Ici, $e\varphi$ représente le travail de sortie vrai, T la température, A une constante universelle, S la surface des électrodes, $r_e = r_e(V_s + \sigma kT_e)$ la probabilité de réflexion correspondant à l'énergie électronique $V_s + \sigma kT_e$, et V_s est le potentiel de la surface de l'émetteur par rapport à la surface du collecteur : $V_s = \varphi_c + v - \varphi_e$ (fig. 30 a). Le paramètre σ est défini par la figure 30 b. σkT_e est l'excès d'énergie de l'électron par rapport à l'énergie nécessaire pour franchir la barrière de potentiel à la limite de l'émetteur (dans le domaine des potentiels retardateurs, il faut considérer la barrière de potentiel à la limite du collecteur).

Le diagramme contenant les symboles convenables pour l'analyse du problème de la réflexion électronique multiple dans le domaine des potentiels accélérateurs est présenté sur la figure 30 b. Dans ce cas, le symbole V_C sera utilisé pour la différence de potentiel entre les surfaces de l'émetteur et du collecteur. Ici, σkT_e représente l'énergie cinétique associée à l'électron qui franchit la barrière de potentiel de l'émetteur, comme c'était le cas sur la figure 30 a.

Prenant en considération la réflexion multiple des électrons, nous avons obtenu les expressions suivantes dans le domaine des potentiels accélérateurs :

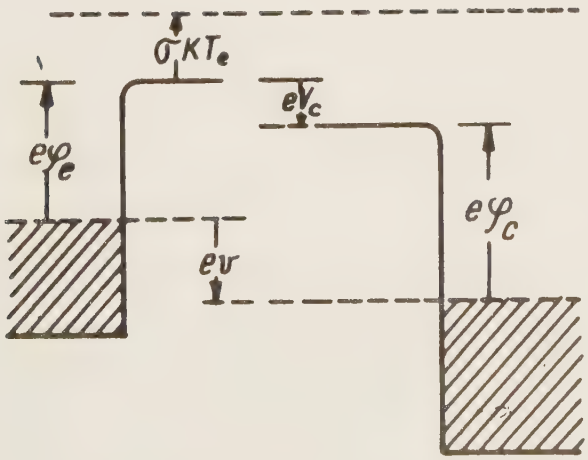
$$I_C = S_e A T_e^2 \int_{\sigma=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{e\varphi_e}{kT_e} + \sigma\right] \times \left[1 - r_e(\sigma kT_e)\right]\left[1 - r_c{}^n(\sigma kT_e + V_C\right] d\sigma \qquad \text{(III.8)}$$

$$I_A = S_e A T_e^2 \int_{\sigma=0}^{\infty} \exp\left[-\frac{e\varphi_e}{kT_e} + \sigma\right]\left[1 - r_e(\sigma kT_e)\right]\left[r_c{}^n(\sigma kT_e + V_C)\right] d\sigma \qquad \text{(III.9)}$$



- Figure 30a -

Symboles utilisés dans la théorie de la reflexion multiple pour le domaine des potentiels retardateurs



- Figure 30b -

Symboles utilisés dans la théorie de la reflexion multiple pour le domaine des potentiels accélérateurs

Dans les paragraphes suivants, nous allons analyser l'effet de la non-homogénéité du travail de sortie de l'émetteur et du collecteur sur la collection du courant électronique et sur la caractéristique de coupure. Pour simplifier cette analyse, nous la limiterons au cas d'une seule réflexion des électrons sur le collecteur. Cette situation correspond au domaine de valeurs de l'induction magnétique $B_c < B < B_{n=2}$ pour les structures d'électrodes dans lesquelles $B_{n=1} < B_c$ (fig. 29 c), ou au domaine $B_{n=1} < B < B_{n=2}$ pour les structures où $B_{n=1} > B_c$. Nous comparerons les résultats de ces calculs avec les résultats expérimentaux obtenus avec des surfaces émettrice et collectrice non-homogènes dans les deux cas suivants : champ électrique fort et champ électrique faible, comparés avec le champ électrique dû à la différence de travail de sortie des grains cristallins sur la surface.

III.3 - EFFET DE LA NON-HOMOGENEITE DU TRAVAIL DE SORTIE DES ELECTRODES

III.3.1 - REFLEXION DES ELECTRONS DE TRES BASSE ENERGIE SUR LES SURFACES NON-HOMOGENES

Une revue des données sur la réflexion des électrons de très basse énergie (<1eV) à la frontière entre un solide et le vide a été faite par Heil et Hollweg (1967). Ces auteurs ont montré que l'on considère une interaction entre l'électron et la surface, si l'électron interagit avec l'une des trois forces ayant leur origine à la surface. Ces forces sont les suivantes :

1/ Le champ électrique entre les grains cristallins ayant un travail de sortie différent (que nous appelons "champ électrique inter-grains"). Ce champ peut dévier ou réfléchir les électrons incidents.

2/ La force d'image qui accélère l'électron vers la surface.

3/ Les forces atomiques qui provoquent la diffusion des électrons dans toutes les directions : une partie des électrons rétrodiffusés ont la possibilité d'échapper à la surface.

La première de ces forces est à l'origine de la grande différence qui existe entre la réflexion des électrons lents sur des surfaces homogènes et non-homogènes. Elle est aussi à l'origine de la grande dispersion dans les résultats expérimentaux, concernant la réflexion des électrons de très basse énergie; en effet, le coefficient de réflexion d'une surface non-homogène est affecté par la valeur du champ électrique appliqué à la surface ou, plus précisément, par son rapport au champ électrique inter-grains.

Heil et Hollweg (1967) ont montré que dans des conditions expérimentales correctes, le coefficient de réflexion est très faible pour une énergie électronique nulle et un champ électrique appliqué faible; ce fait peut être expliqué par la théorie des grains. En effet, Heil (1967) a montré que pour une énergie électronique nulle et en présence d'un champ électrique appliqué faible, le coefficient de réflexion des surfaces non-homogènes prend une valeur d'environ 6 %, indépendante des dimensions des grains et de leur travail de sortie. L'explication en est que les électrons sont "canalisés" par le champ inter-grains vers les grains au travail de sortie le plus faible. Pour cette raison, avec un champ électrique faible, la surface non-homogène se comporte comme une surface homogène.

Lorsque le champ électrique appliqué est considérablement supérieur au champ des grains et que l'on peut considérer les trajectoires électroniques comme n'étant pas affectées par le champ inter-grains, la réflexion a lieu d'une manière indépendante sur chaque groupe de grains ayant le même travail de sortie. Ceci conduit à un coefficient de réflexion considérable, pour une énergie électronique nulle, qui diminue

lorsque l'énergie électronique augmente dans un intervalle d'énergie égal à la différence des valeurs du travail de sortie des grains présents à la surface.

Ces considérations conduisent à la conclusion que le coefficient de réflexion du collecteur dans le magnétron est déterminé, d'une part, par la structure des surfaces émettrice et collectrice, et, d'autre part, lorsque la surface des électrodes est non-homogène, par la valeur du champ électrique appliqué par rapport au champ électrique inter-grains. Nous appelerons "coefficient apparent de réflexion" le coefficient de réflexion d'une surface non-homogène, et le désignerons par le symbôle R afin de le distinguer des coefficients de réflexion r_i des grains présents sur sa surface.

Nous n'allons pas entrer dans les détails du calcul des coefficients apparents de réflexion des surfaces non-homogènes à champ électrique fort et faible; ce calcul est présenté dans l'une de nos publications (Bacal et Cristescu, 1971). Nous rappellerons dans ce qui suit quelques définitions, les principales approximations et les résultats obtenus.

III.3.2 - L'EMISSION THERMOELECTRONIQUE ET LE TRAVAIL DE SORTIE DES SURFACES NON-HOMOGENES. RAPPEL DES APPROXIMATIONS ET DES DEFINITIONS.

L'émission thermoélectronique d'une surface non-homogène est discutée pour les deux situations extrêmes envisagées dans le cas de la réflexion (Herring et Nichols, 1949). Pour des champs appliqués faibles, tous les grains à travail de sortie inférieur au travail de sortie moyen ($\varphi_i < \overline{\varphi}$) ont devant eux une barrière de potentiel de hauteur $\overline{\varphi}$; les autres grains ($\varphi_i > \overline{\varphi}$) ont par contre devant eux une barrière égale

à leur travail de sortie respectif, qui est supérieur à $\bar{\varphi}$.

On peut admettre avec Hensley (1961) que l'émission thermoélectronique provient entièrement des grains à travail de sortie inférieur à $\bar{\varphi}$. Si la fraction de la surface qui produit l'émission thermoélectronique est notée par f, et si on prend en considération un coefficient de réflexion $\tilde{\bar{r}}$ ($\tilde{\bar{r}}$ est une moyenne sur les énergies électroniques et sur les différents grains émetteurs), alors l'expression approximative pour la densité d'émission thermoélectronique est donnée par la relation :

$$J = A T^2 (1 - \tilde{\bar{r}}) f \exp\left[-\frac{e\bar{\varphi}}{k T}\right] \qquad \text{(III.10)}$$

L'émission thermoélectronique est donc déterminée par un travail de sortie moyen qui représente la hauteur d'une barrière de potentiel formée devant la surface émettrice, retardant les électrons émis par les grains à $\varphi_i < \bar{\varphi}$.

Lorsqu'un champ électrique fort est appliqué à la surface thermo-émettrice, la plupart des problèmes liés à l'action du champ inter-grains sont éliminés. On peut utiliser, dans ce cas, un modèle dans lequel la hauteur de la barrière de potentiel devant chaque grain est considérée comme étant égale au travail de sortie de ce grain diminué de $\Delta\varphi$ qui est dû à l'effet Schottky. Pour cette raison, l'émission tnermoélectronique de chaque grain est indépendante de celle des autres grains, de même que la collection des électrons par chaque grain. La densité de courant d'émission thermoélectronique est donnée par l'équation :

$$J = A T^2 \sum_i f_i (1 - \bar{r}_i) \exp\left[-\frac{e(\varphi_i - \Delta\varphi)}{kT}\right] \qquad \text{(III.11)}$$

Dans le cas des champs appliqués forts, nous allons utiliser la notion de travail de sortie effectif, définie par Hensley (1961) de la façon suivante :

$$\varphi_E = \frac{k\,T}{e}\,\ln\left(\frac{A\,T^2}{J}\right) \qquad \text{(III.12)}$$

Le travail de sortie effectif s'obtient donc par la substitution directe de la température et de la densité de courant d'émission dans l'équation de Richardson-Dushman, avec la constante A prise comme étant égale à 120 $A/cm^2\ {}^{o}K^2$ et avec un coefficient de réflexion nul.

L'extension de la notion de travail de sortie effectif à une surface non-homogène dans un champ électrique fort conduit à :

$$\varphi_E = -\frac{k\,T}{e}\,\ln \sum_i f_i\,(1-\bar{r}_i)\,\exp\left[-\frac{e\,\varphi_i}{kT}\right] - \Delta\varphi \qquad \text{(III.13)}$$

Cette équation est aussi applicable à une surface collectrice non-homogène.

La réflexion des électrons par le collecteur est prise en considération par l'utilisation d'un coefficient de réflexion moyen (résultant des effets de mécanique quantique) $\bar{r}'_c$ différent de celui utilisé dans l'équation de l'émission thermoélectronique de la même surface. Nous faisons cette distinction pour tenir compte d'une éventuelle différence entre la distribution des énergies des électrons quittant l'émetteur et celle des électrons s'approchant de la surface du collecteur.

III.3.3 - COEFFICIENT APPARENT DE REFLEXION D'UN COLLECTEUR NON-HOMOGENE

Nous allons étudier, pour les deux cas extrêmes des champs appliqués fort et faible, le coefficient apparent de réflexion de la surface non-homogène du collecteur; celui-ci est défini comme le rapport entre les courants électroniques réfléchi

et incident dans le cas d'une seule collision du faisceau électronique avec le collecteur (n = 1). Le calcul est fait pour le cas où la différence de potentiel appliquée entre l'émetteur et le collecteur est nulle, mais il peut être généralisé pour prendre en considération une telle différence de potentiel. Par ailleurs, la distribution des énergies des électrons au niveau du collecteur est négligée, ce qui a par exemple pour conséquence le fait que, dans le cas du champ fort, un électron émis par un grain de type i depuis l'émetteur (dont le travail de sortie sera noté par φ_{ie}) pourra être collecté seulement par les grains du collecteur ayant un travail de sortie inférieur à φ_{ie}.

Nous allons utiliser les notations suivantes (fig. 31) :

φ_{kc} = le travail de sortie d'un grain de type k du collecteur, qui est égal au travail de sortie d'un grain i de l'émetteur : $\varphi_{ie} = \varphi_{kc}$;

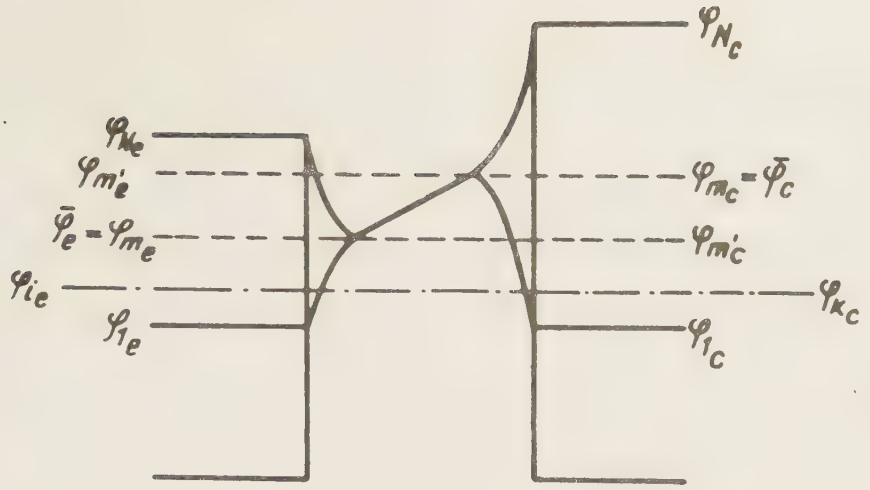
φ_{m} = le travail de sortie des grains de l'une des surfaces considérées, égal au travail de sortie moyen de la surface respective : $\varphi_{me} = \overline{\varphi}_{e}$, $\varphi_{mc} = \overline{\varphi}_{c}$;

$\varphi_{m'}$ = le travail de sortie des grains de l'une des surfaces, égal au travail moyen de sortie de l'autre : $\varphi_{m'e} = \varphi_{mc} = \overline{\varphi}_{c}$, $\varphi_{m'c} = \varphi_{me} = \overline{\varphi}_{e}$;

E_{p} = champ électrique inter-grains.

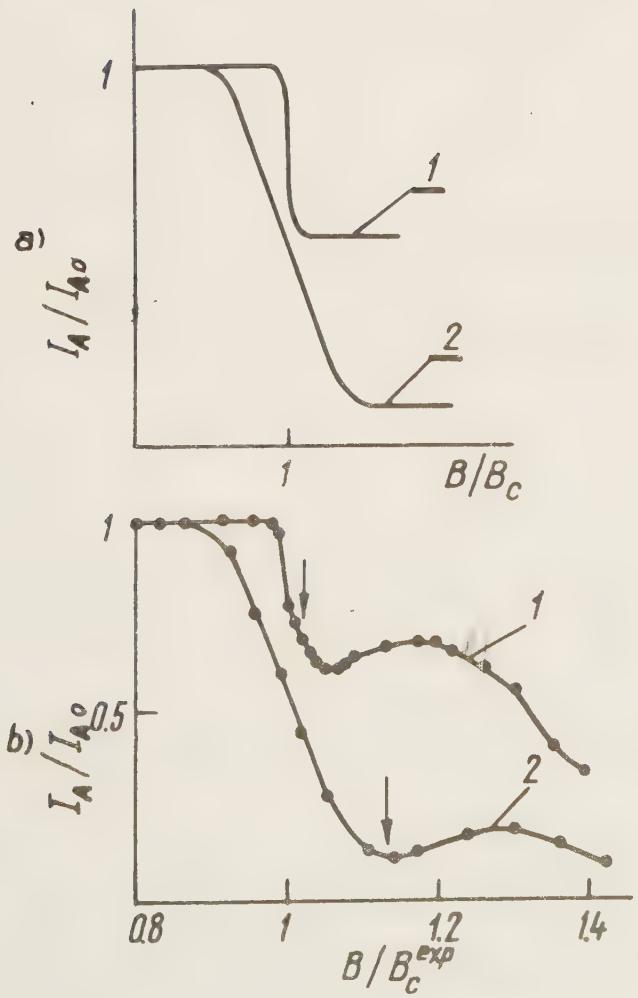
A. CHAMP APPLIQUE FAIBLE : $E \ll E_{pe}$, $E \ll E_{pc}$.

Par suite des effets électro-optiques dans le champ électrique inter-grains (qui sont discutés par Heil (1967)), un grand nombre d'électrons s'approchant des grains les plus négatifs et franchissant la barrière de potentiel moyenne qui existe devant le collecteur sont déviés vers des grains positifs. Pour cette raison, nous allons introduire, dans le cas des surfaces non-homogènes dans un champ électrique fai-



- Figure 31 -

Symboles utilisés dans le calcul du coefficient apparent de reflexion d'un collecteur non-homogène



- Figure 32 -

Caractéristiques de coupure pour un champ électrique appliqué fort (courbe 1) et faible (courbe 2)

a) Représentation schématique

b) Caractéristiques relevées expérimentalement lorsque la différence de potentiel de contact entre l'émetteur et le collecteur est compensée

ble, un coefficient f'_j qui caractérise la fraction du courant électronique incident collectée par des grains de type j, par suite de l'effet de "canalisation" dans le champ inter-grains. Ce coefficient f'_j est différent du coefficient f_j, lequel représente la fraction de la surface occupée par des grains de type j, et est utilisé lorsque l'on calcule le coefficient de réflexion des électrons arrivant d'une façon homogène sur une surface (ce qui est le cas d'une surface collectrice dans un champ appliqué fort, ou dans le cas d'une surface émettrice).

Puisque nous utilisons l'approximation de Hensley (1961) (Eq. III.10) pour la surface émettrice, et négligeons l'émission thermoélectronique des grains ayant un travail de sortie φ_{ie} supérieur au travail de sortie moyen $\bar{\varphi}_e$ ($\varphi_{ie} > \bar{\varphi}_e$), nous devons aussi négliger le courant d'électrons acceptés par les grains du collecteur dont le travail de sortie φ_{jc} est supérieur à $\bar{\varphi}_c$ ($\varphi_{jc} > \bar{\varphi}_c$). Cette procédure est justifiée par l'effet décrit ci-dessus et selon lequel les électrons sont déviés des grains négatifs vers les positifs.

Nous avons analysé trois cas pour lesquels les résultats sont les suivants :

a) $\bar{\varphi}_e < \bar{\varphi}_c$ $\qquad R = 1 - \sum_{j=1}^{m} f'_{jc} (1 - \bar{r}'_{jc})$ (III.14)

b) $\bar{\varphi}_e > \bar{\varphi}_c$ $\qquad R = 1 - \sum_{j=1}^{m'} f'_{jc} (1 - \bar{r}'_{jc})$ (III.15)

c) $\bar{\varphi}_e = \bar{\varphi}_c$ $\qquad R_o = 1 - \sum_{j=1}^{m} f'_{jc} (1 - \bar{r}'_{jc})$ (III.16)

Le troisième cas : $\bar{\varphi}_e = \bar{\varphi}_c$ correspond à un émetteur identique au collecteur.

B. CHAMP APPLIQUE FORT : $E \gg E_{pe}$, $E \gg E_{pc}$.

Dans ce cas, nous négligeons la collection des électrons par les grains ayant un travail de sortie φ_{jc} supérieur au travail de sortie φ_{ie} des grains de

l'émetteur où cet électron fut émis ($\varphi_{jc} > \varphi_{kc} = \varphi_{ic}$). Nous avons analysé les trois cas suivants :

a) le matériau de l'émetteur est différent de celui du collecteur :

$$R = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} \left\{ 1 - \sum_{j=1}^{k} f_{jc} (1 - r'_{jc}) \right\} f_{ie} (1 - \bar{r}_{ie}) \exp\left[- \frac{e\varphi_{ie}}{kT_e} \right]}{\sum_{i=1}^{N_e} f_{ie} (1 - \bar{r}_{ie}) \exp\left[- \frac{e\varphi_{ie}}{kT_e} \right]} \qquad \text{(III.17)}$$

b) la surface de l'émetteur est homogène :

$$R = 1 - \sum_{j=1}^{k} f_{jc} (1 - \bar{r}'_{jc}) \qquad \text{(III.18)}$$

c) le matériau de l'émetteur est identique à celui du collecteur :

$$R_o = \frac{\sum_{i=1}^{N_c} \left\{ 1 - \sum_{j=1}^{i} f_{jc} (1 - r'_{jc}) \right\} f_{ic} (1 - \bar{r}_{ic}) \exp\left[- \frac{e\varphi_{ic}}{kT_e} \right]}{\sum_{i=1}^{N_c} f_{ic} (1 - \bar{r}_{ic}) \exp\left[- \frac{e\varphi_{ie}}{kT_e} \right]} \qquad \text{(III.19)}$$

Une comparaison des résultats obtenus pour des électrodes identiques dans les cas du champ fort (Eq. III.19) et faible (Eq. III.16) montre que le coefficient apparent de réflexion est plus bas dans le cas du champ faible (Eq. III.16). Ce résultat est la conséquence du fait que, dans le cas du champ faible, les grains à faible travail de sortie ($\varphi_{ie} < \bar{\varphi}_e$) se comportent comme des grains à travail de sortie moyen $\bar{\varphi}_e$. Pour cette raison, l'énergie moyenne des électrons émis par ces grains (par rapport au niveau de Fermi) est plus forte que l'énergie moyenne des électrons émis par

les mêmes grains dans un champ fort. La probabilité pour ces électrons d'être acceptés par la surface non-homogène du collecteur est aussi plus grande. La déviation des électrons par le champ inter-grains vers les grains les plus positifs du collecteur contribue aussi à cet effet, par le fait que les grains du collecteur dont le travail de sortie est faible sont caractérisés, dans le cas du champ appliqué faible, par des coefficients f'_i supérieurs aux coefficients f_i représentant simplement l'abondance géométrique des grains de type i sur la surface du collecteur.

Cette conclusion peut être généralisée dans le cas où le matériau de l'émetteur est différent de celui du collecteur, mais seulement, alors, lorsque la différence de potentiel de contact est compensée, et la structure des grains des deux surfaces pas trop différente.

III.3.4 - APPLICATION AU CALCUL DU COURANT ANODIQUE DU MAGNETRON EN REGIME DE COUPURE

A la suite à nos expériences préliminaires, nous avons émis l'hypothèse que les électrons réfléchis par le collecteur représentent une fraction du courant anodique en régime de coupure. Cette hypothèse nous a conduit à admettre que le courant anodique en régime de coupure sera supérieur, ou au moins égal, au courant électronique réfléchi dans la dernière collision du faisceau électronique avec le collecteur. Puisque les valeurs de R dépendent, pour des surfaces émettrice et collectrice non-homogènes, de l'intensité du champ électrique appliqué, il faut s'attendre à ce que les valeurs du rapport $\frac{I_A}{I_{Ao}}$ observées dans un magnétron en régime de coupure soient différentes pour les valeurs extrêmes du champ électrique appliqué. Ce fait est illustré schématiquement sur la figure 32 a, où I_{A_o} est le courant anodique en l'absence de

champ magnétique dans une diode limitée par la température.

Si le nombre de collisions du faisceau électronique avec le collecteur est égal ou supérieur à 1 ($n \geq 1$), et l'émetteur identique au collecteur, le rapport $\frac{I_A}{I_{Ao}}$ sera égal à $(R_o)^n$, où R_o est donné par les équations (III.19) et (III.16), respectivement pour les champs fort et faible. Si l'émetteur est différent du collecteur, le rapport I_A/I_{Ao} est égal à $R\,R^{n-1}$, où R est donné par les équations (III.17) et (III.14) ou (III.15), respectivement pour les champs fort et faible. De cette façon, le courant anodique sera approximativement égal au courant résultant de n réflexions successives du faisceau électronique sur le collecteur, tandis que le courant sur le collecteur sera formé par les électrons acceptés par le collecteur lors des n réflexions. Ceci correspond, dans le cas du champ faible, à :

$$I_A = S_e\, A\, T^2\, f_e \exp\left[-\frac{e\,\bar{\varphi}_e}{k\,T_e}\right](1-\bar{r}_e)\,R\,R_o^{n-1} \qquad \text{(III.20)}$$

$$I_C = S_e\, A\, T^2\, f_e \exp\left[-\frac{e\,\bar{\varphi}_e}{k\,T_e}\right](1-\bar{r}_e)\,(1-R\,R_o^{n-1}) \qquad \text{(III.21)}$$

où R et R_o sont respectivement donnés par les équations (III.14) ou (III.15) et (III.16).

Dans le cas du champ fort, nous aurons :

$$I_A = S_e\, A\, T_e^2 \exp\left[-\frac{e\,\varphi_{Ee}}{k\,T_e}\right] R\,R_o^{n-1} \qquad \text{(III.22)}$$

$$I_C = S_e\, A\, T_e^2 \exp\left[-\frac{e\,\varphi_{Ee}}{k\,T_e}\right](1-R\,R_o^{n-1}) \qquad \text{(III.23)}$$

où R et R_o sont respectivement donnés par les équations (III.17) et (III.19).

III.4 - ANALYSE THEORIQUE DE LA DEPENDANCE DU COURANT COLLECTE AVEC LA DIFFERENCE DE POTENTIEL EMETTEUR-COLLECTEUR. DETERMINATION IN SITU DE LA DIFFERENCE DE POTENTIEL DE CONTACT EMETTEUR-COLLECTEUR ET DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE.

Lorsque l'on fait des mesures de la caractéristique de coupure dans un système où l'émetteur et le collecteur sont construits en matériaux différents à surface non-homogène (comme c'est le cas pour la triode magnétique), il faut choisir les conditions où le comportement de ce système sera similaire à celui d'un magnétron idéal.

Nous appelons "magnétron idéal" un magnétron où l'émetteur et le collecteur sont faits du même matériau et sont au même potentiel et à la même température. Il semble souhaitable d'appliquer entre l'émetteur et le collecteur une tension $v = v_{ex}$ qui compenserait la différence de potentiel de contact de telle façon que le potentiel moyen sur la surface de l'émetteur soit le même que celui de la surface du collecteur. Il est aussi souhaitable de pouvoir déterminer la valeur de la tension v directement dans la triode magnétique, avec les mêmes électrodes que celles qui sont utilisées dans la mesure des caractéristique de coupure. La détermination expérimentale in situ de v paraît préférable à son calcul à partir des données publiées concernant le travail de sortie moyen de la surface. La présence d'une couche de gaz adsorbé ou la procédure de dégazage utilisée peuvent modifier le travail de sortie de la surface d'une électrode donnée par rapport à celle utilisée dans la mesure du travail de sortie.

Nous avons analysé, dans une publication antérieure (Bacal et Cristescu, 1971), la méthode de détermination expérimentale de v_{ex} : elle consiste à mesurer la dépendance en v du courant sur le collecteur I_C dans les régions de saturation et exponentielle, et à déterminer la valeur $v = v_{ex}$ qui correspond à l'intersection des tangentes à la courbe log I_C fonction de v dans les régions de saturation et exponentielle. Dans le cas des surfaces émettrice et collectrice homogènes, v_{ex} est égal à

la somme de la différence de potentiel de contact $V_o = \varphi_e - \varphi_c$ et d'une éventuelle force électromotrice parasite présente dans le circuit émetteur-collecteur. Utilisant les mêmes approximations que celles présentées lors de la discussion du coefficient de réflexion d'un collecteur non-homogène (§ III.3.3), nous avons trouvé la signification de v_{ex} dans les deux cas extrêmes des champs appliqués faible et fort. Nous allons seulement rappeler les résultats de cette analyse.

Lorsque le champ appliqué est faible par rapport au champ inter-grains, l'intersection des deux tangentes à la courbe log I_C fonction de v correspond à une tension que nous allons noter par V_{oLF}, égale à la différence de potentiel de contact :

$$V_{oLF} = \bar{\varphi}_e (T_e) - \bar{\varphi}_c (T_c) \qquad \text{(III.24)}$$

Ce résultat est identique à celui obtenu pour les surfaces homogènes; c'est le résultat des approximations faites en négligeant l'émission des grains pour $\varphi_{ie} > \bar{\varphi}_e$ et la collection par les grains pour $\varphi_{jc} > \bar{\varphi}_c$.

On peut observer que V_{oLF} est égal à zéro lorsque l'émetteur et le collecteur sont tous les deux des surfaces non-homogènes identiques ayant une même température. La variation de V_{oLF}, due aux différences de température et de nature des matériaux de l'émetteur et du collecteur, est justement égale à la différence de potentiel de contact. Il paraît raisonnable d'appliquer entre l'émetteur et le collecteur la valeur v_{exLF} mesurée pour un champ appliqué faible dans un système contenant un émetteur et un collecteur construits en matériaux différents. La situation créée dans ce cas serait très proche de celle d'un magnétron idéal.

Le résultat trouvé dans le cas d'un champ appliqué fort est plus complexe. L'intersection des deux tangentes à la courbe log I_C fonction de v correspond à une

tension que nous allons noter par V_{oHF}, égale à :

$$V_{oHF} = \varphi_{Ee}(T_e) - \varphi_{Ec}(T_c) + \frac{k T_e}{e} \ln \left[\frac{\sum_i f_{ie} (1 - \bar{r}_{ie})}{\sum_j f_{jc} (1 - \bar{r}_{jc})} \right] \qquad \text{(III.25)}$$

Si l'on considère la relation entre φ_E et $\bar{\varphi}$ trouvée par Haas et Thomas (1963) pour le cas d'une distribution gaussienne du travail de sortie des grains autour d'une valeur $\bar{\varphi}$, l'équation (III.25) peut être exprimée de la façon suivante :

$$V_{oHF} = \bar{\varphi}_e(T_e) - \bar{\varphi}_c(T_c) - \frac{0,09}{k T_e} \left[(\Delta \phi_h)_e^2 - (\Delta \phi_h)_c^2 \right] \ldots$$

$$+ \frac{k T_e}{e} \ln \left[\frac{\sum_i f_{ie} (1 - \bar{r}_{ie})}{\sum_j f_{jc} (1 - \bar{r}_{jc})} \right] \qquad \text{(III.26)}$$

où ϕ_h représente la demi-largeur de la distribution, supposée gaussienne, du travail de sortie des grains autour d'une valeur moyenne $\bar{\varphi}$.

On peut remarque que $V_{oHF} = 0$ lorsque le collecteur et l'émetteur sont des surfaces homogènes identiques ayant même température. Donc, la variation de V_{oHF} due aux différences de matériaux et de températures de l'émetteur et du collecteur, est définie non seulement par la différence de potentiel de contact mais aussi par les troisième et quatrième termes de l'équation (III.26), qui sont difficilement calculables sans une connaissance détaillée de la structure des surfaces émettrice et collectrice.

En conclusion, c'est la détermination expérimentale de V_{oLF} qui paraît le mieux répondre au problème posé.

La comparaison des équations (III.24) et (III.26) montre que, lorsque la

distribution des travaux de sortie des grains est gaussienne, la relation entre V_{oHF} et V_{oLF} est la suivante :

$$V_{oHF} = V_{oLF} - \frac{0,09}{k T_e}\left[(\Delta\phi_h)_e^2 - (\Delta\phi_h)_c^2\right] + \frac{k T_e}{e} \ln \left[\frac{\sum_i f_{ie}(1 - \bar{r}_{ie})}{\sum_j f_{jc}(1 - \bar{r}_{jc})}\right] \quad \text{(III.27)}$$

Cette relation montre que V_{oHF} est égal à la différence de potentiel de contact ($V_{oHF} = V_{oLF}$), lorsque les deux derniers termes de la partie droite de l'équation (III.27) sont négligeables ou leur somme nulle.

L'analyse de la caractéristique log I_C vs v dans la région exponentielle permet de déterminer la température électronique T_e. En effet, dans les deux cas de champs fort et faible, la dépendance de log I_C fonction de v est exprimée par le terme ev/kT_e. En réalité, on peut considérer le collecteur comme une sonde plane située dans le plan de l'émetteur de la triode magnétique, c'est-à-dire en un point au potentiel de l'émetteur. Cette condition est essentielle, comme nous l'avons discuté au paragraphe I.1, si l'on veut déduire la température thermodynamique des mesures de la distribution de vitesses des électrons.

III.5 - RESULTATS DES EXPERIENCES

III.5.1 - ETUDE DE LA SURFACE DU COLLECTEUR EN TANTALE POLYCRISTALLIN AVEC LE MICROSCOPE A EMISSION THERMOELECTRONIQUE.

L'étude de la surface du collecteur en tantale polycristallin avec le microscope à émission thermoélectronique (Alleau et Desplat, 1968) nous a permis d'attein-

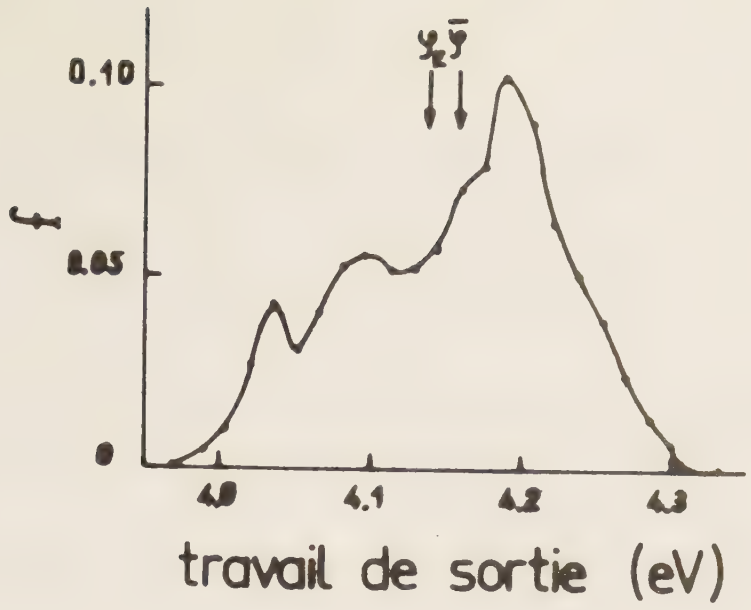
dre les deux objectifs suivants :

1/ Estimer la dimension des grains et les différences de potentiel de contact entre les grains adjacents, afin de pouvoir estimer ensuite le champ électrique inter-grains.

2/ Mesurer la fonction f de distribution de la surface suivant le travail de sortie effectif, que nous désignerons aussi comme "spectre de travaux de sortie effectifs". La connaissance de la fonction f est nécessaire pour pouvoir estimer le coefficient apparent de réflexion à champ appliqué fort (équations III.17 - III.19).

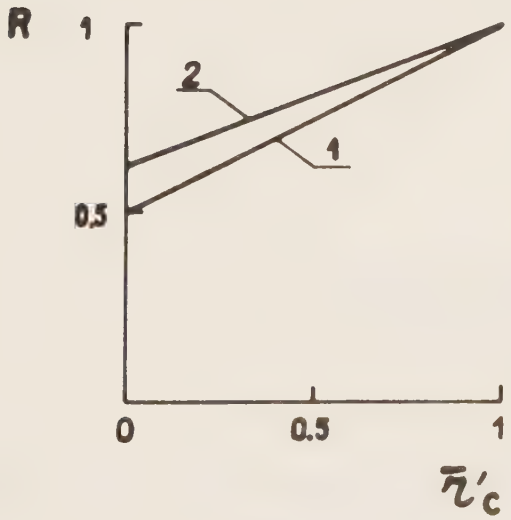
Nous avons étudié avec le microscope a émission thermoélectronique, la plaque de tantale utilisée pour la construction du collecteur, après avoir effectué un traitement thermique semblable à celui effectué dans les tubes d'expérience. Nous avons trouvé que la dimension moyenne des grains était de 5.10^{-3} cm, en accord avec les observations faites au microscope métallographique. Le spectre des travaux de sortie effectifs de la plaque de tantale à 1635 ºK est présenté sur la figure 33. Les valeurs obtenues pour les travaux de sortie effectifs et moyen sont : φ_E = 4,14 eV et $\overline{\varphi}$ = 4,16 eV. On peut observer que le spectre contient plusieurs maximums : à 4,19 eV, 4,10 eV et 4,03 eV. La valeur du travail de sortie effectif est en bon accord avec la valeur recommandée par Fomenko (1966), qui est de 4,12 eV. La valeur maximale observée en ce qui concerne la différence entre le travail de sortie des différents grains est de 0,35 eV. Avec cette valeur et une dimension moyenne des grains de 5.10^{-3} cm, nous estimons le champ électrique inter-grains à 70 V/cm.

La mesure du spectre des travaux de sortie avec le microscope a émission thermoélectronique est possible uniquement à haute température. Quoique le spectre mesuré à 1635 ºK puisse être différent de celui qui correspond à la température réelle du collecteur (estimée à 473 ºK), nous allons utiliser ce spectre pour estimer le coefficient apparent de réflexion. Il semble que cette approximation conduise à une sous-estimation de la réflexion.



- Figure 33 -

Spectre de travaux de sortie effectifs du collecteur en tantale polycristallin, obtenu à 1635 °K avec un microscope à émission thermoélectronique.
f = fonction de distribution de la surface suivant le travail de sortie effectif.



- Figure 34 -

Variation du coefficient apparent de réflexion R, pour un champ électrique appliqué fort, d'une surface non-homogène (caractérisée par le spectre de travaux de sortie présenté sur la figure 33), en fonction du coefficient de réflexion des grains $\bar{r}'_c$ pour :

1 - un émetteur homogène (équation III.18)

2 - un émetteur identique au collecteur (équation III.19)

Nous supposons que $\bar{r}'_c$ est constant pour tous les types de grains présents sur la surface.

Nous avons représenté sur la figure 34 les valeurs R à champ électrique appliqué fort, comme fonction de $\bar{r}'_c$ (considéré comme constant pour tous les types de grains). Nous avons étudié les deux cas suivants :

1) le cas d'un émetteur homogène : $N_e = 1$, $\varphi_e = \bar{\varphi}_e$. Le coefficient apparent de réflexion est donné dans ce cas par l'équation (III.18);

2) le cas d'un émetteur identique au collecteur, décrit par l'équation (III.19)

On peut conclure, en analysant la figure 34, que lorsque le champ appliqué est fort, la valeur minimum du coefficient apparent de réflexion du tantale polycristallin obtenue avec $\bar{r}'_c = 0$, dans le cas le plus favorable de l'émetteur homogène, est de 0,5. Admettant que l'émetteur a un spectre de travaux de sortie identique à celui du collecteur, et toujours avec $\bar{r}'_c = 0$, nous trouvons R = 0,62. Ces résultats sont en accord avec la valeur R = 0,61 qui résulte de la caractéristique de coupure mesurée à champ appliqué fort (§ III.5.3).

III.5.2 - MESURE DE LE TEMPERATURE ELECTRONIQUE ET DE LA DIFFERENCE DE POTENTIEL DE CONTACT ENTRE L'EMETTEUR ET LE COLLECTEUR DE LA TRIODE MAGNETIQUE

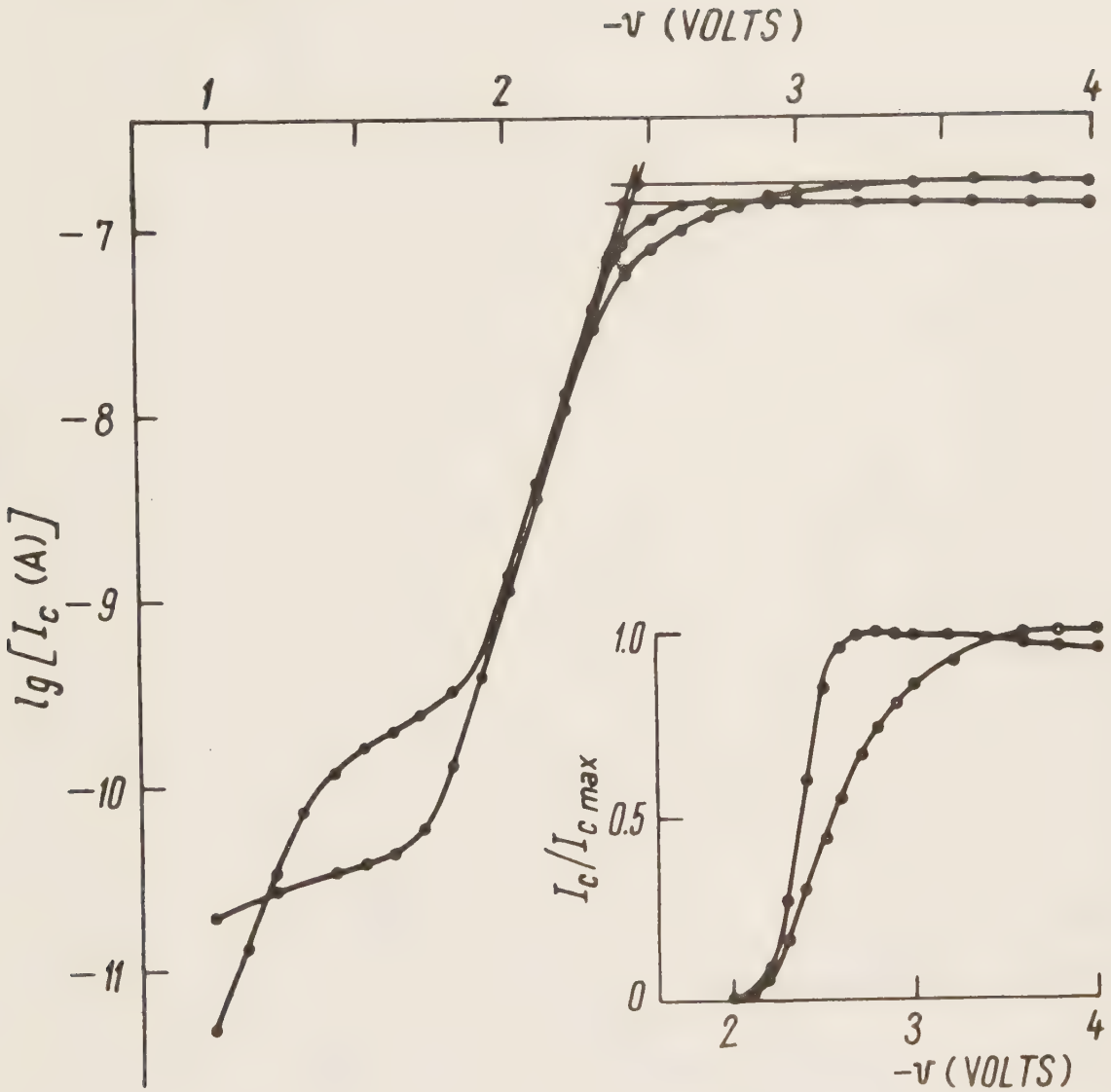
Nous avons montré au paragraphe III.4 que la méthode pour déterminer la différence de potentiel de contact émetteur-collecteur dans la triode magnétique consistait à analyser une caractéristique expérimentale log I_C fonction de v, mesurée avec un champ appliqué faible par rapport au champ inter-grains (v = différence de potentiel appliquée entre l'émetteur et le collecteur). La mesure de cette caractéristique doit être faite à très faible courant d'émission, en présence des champs électrique et magnétique croisés et avec les surfaces émettrice et collectrice qui seront utili-

sées dans la mesure des caractéristiques de coupure. La caractéristique log I_C en fonction de v doit être mesurée à une valeur de l'induction magnétique très proche de la valeur critique, de telle façon que soit minimisé l'effet des phénomènes caractéristiques associés aux tubes à champ croisés pouvant modifier la distribution des énergies des électrons qui retournent vers le collecteur.

Les mesures ont été effectuées avec le tube présenté sur la figure 12. Les particularités de ce tube sont les suivantes : la cathode imprégnée a un diamètre de 3 mm; le collecteur est une plaque de tantale (30 x 10 mm) pouvant être chauffée par bombardement électronique à l'aide d'un filament auxiliaire situé à l'extérieur de l'espace collecteur-anode. Les distances cathode-anode et collecteur-anode sont de 7 mm. La surface intérieure de la paroi de verre est couverte par une couche conductrice d'oxyde d'étain. La pression à l'intérieur du tube scellé était maintenue à $\sim 10^{-8}$ Torr à l'aide d'une pompe ionique getter à sublimation de titane.

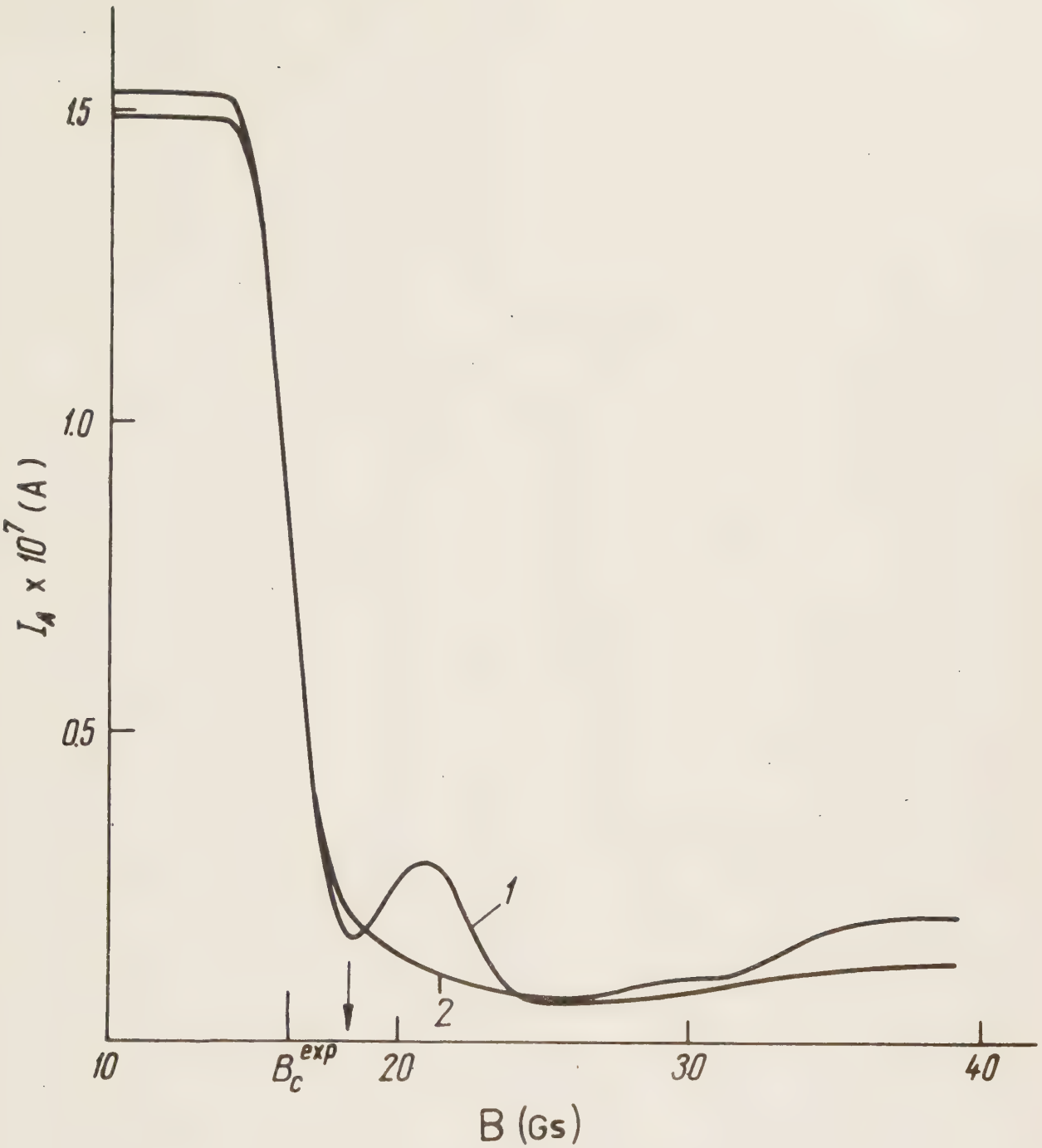
Nous avons représenté sur la figure 35 les résultats des mesures de log I_C fonction de v, effectuées à température constante du collecteur pour deux valeurs de la tension anodique : 400 V et 20 V; les champs électriques associés à ces deux valeurs de la tension anodique sont 568 V/cm et 25 V/cm, respectivement. Ce choix des tensions anodiques a été dicté par l'idée de faire les mesures dans les deux régimes extrêmes du champ électrique appliqué (fort et faible) par rapport au champ électrique inter-grains du collecteur, qui est égal dans le cas du collecteur en tantale à 70 V/cm (§ III.5.1). Les valeurs de l'induction magnétique appliquée pendant les mesures sont indiquées par une flèche sur les caractéristiques de coupure présentées sur les figures 36 et 37; elles se trouvent dans la région de coupure.

On peut remarquer sur la figure 35 que dans la partie initiale de la région exponentielle (1,9 V $<$ - v $<$ 2,3 V), les résultats obtenus pour les deux valeurs de la tension anodique se situent sur des droites parallèles très proches. La tempéra-



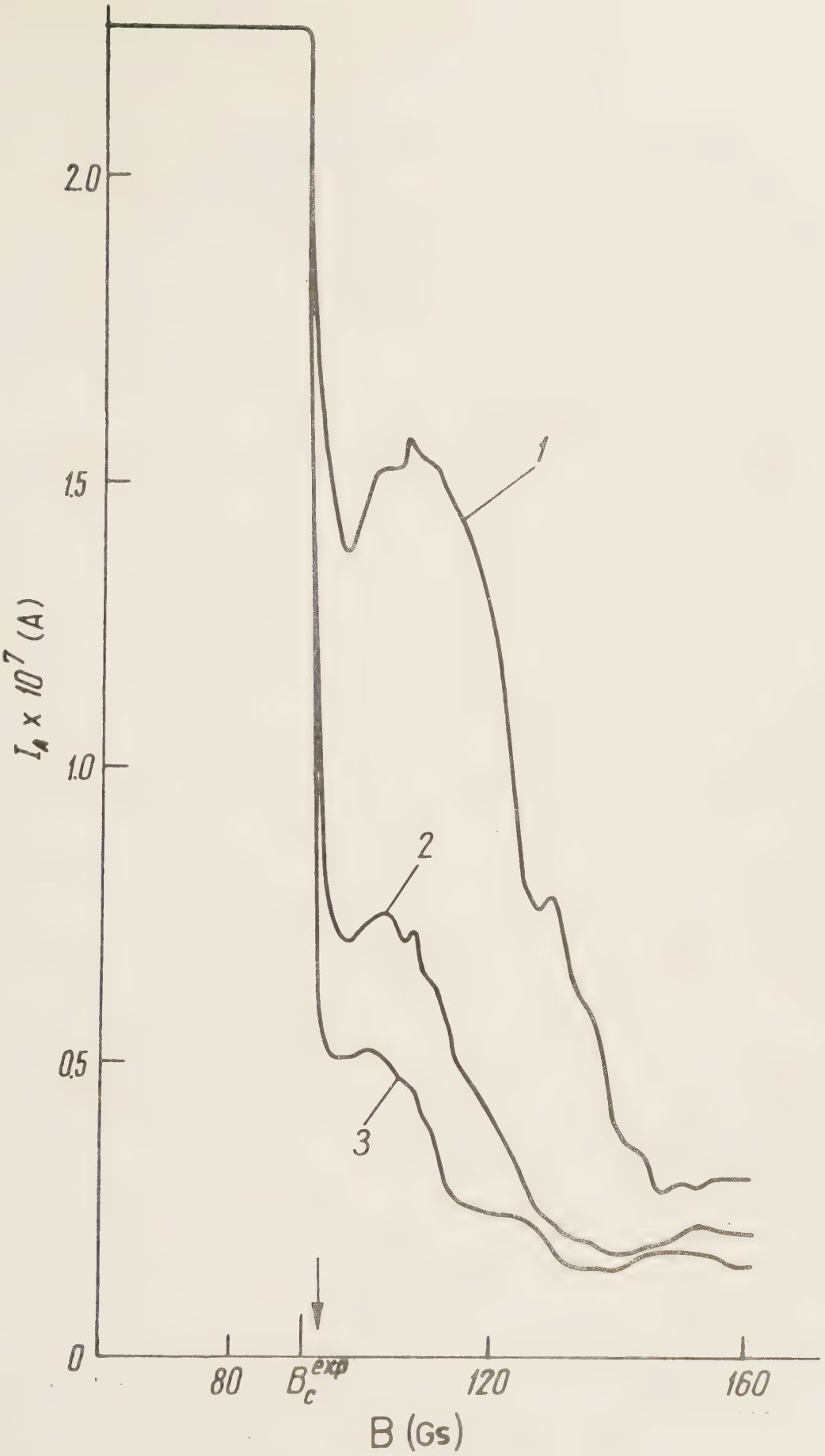
- Figure 35 -

Variation de log I_C en fonction de v mesurée pour des champs électriques appliqués fort (V_A = 400 V, o o o) et faible (V_A = 20 V, • • •) par rapport au champ électrique inter-grains



- Figure 36 -

Caractéristique de coupure mesurée à champ électrique appliqué faible (V_A = 20 V) par rapport au champ électrique inter-grains, pour deux valeurs de la différence de potentiel collecteur - émetteur: 1) + 2,5V (différence de potentiel de contact compensée); 2) + 3V. La flèche montre la valeur B pour laquelle les mesures présentées sur la figure 35 ont été faites.



- Figure 37 -

Caractéristique de coupure mesurée à champ électrique appliqué fort (V_A = 400 V) par rapport au champ électrique inter-grains, pour trois valeurs de la différence de potentiel appliquée entre le collecteur et l'émetteur: 1) + 2,5 V (différence de potentiel de contact compensée; 2) + 3 V; 3) + 3,5 V. La flèche montre la valeur B pour laquelle les mesures présentées sur la figure 35 ont été faites.

ture électronique calculée à partir de ces deux droites parallèles est la même (1080 ºK) et sa valeur est très proche de la température de l'émetteur. Ce résultat présente un intérêt considérable, car c'est la première fois, à notre connaissance, qu'une température électronique égale à la température de l'émetteur est observée dans un magnétron.

Lorsque $-v < 1,9$ V, les points expérimentaux ne suivent plus la droite mentionnée, par suite de la présence d'électrons rapides. Notons que leur proportion est faible pour les valeurs du courant d'émission et de l'induction magnétique que nous avons choisies. Rappelons que nous souhaitons étudier l'anomalie de la coupure lorsque la présene d'électrons rapides n'est pas un effet prédominant (§ II.1 et § III.1).

Lorsque $-v > 2,3$ V, les courbes obtenues pour les deux valeurs de la tension anodique sont différentes. Pour $V_A = 400$ V, le courant du collecteur I_C continue à augmenter lentement jusqu'à $-v = 3,6$ V, tandis que pour $V_A = 20$ V, ce courant atteint la saturation à $-v = 2,7$ V.

L'intersection M du prolongement de la partie linéaire correspondant à la région exponentielle avec la tangente à la courbe dans la région de saturation a lieu pour des valeurs très proches de v dans les deux cas étudiés : $-v_{LF} = 2,41$ V pour $V_A = 20$ V, et $-v_{HF} = 2,46$ V pour $V_A = 400$ V. Comme la variation de la valeur V_{exLF}, due à l'utilisation de matériaux différents pour l'émetteur et le collecteur, est justement égale à la différence de potentiel de contact, il paraît convenable de polariser positivement le collecteur, par rapport à l'émetteur, de $-v_{exLF} = 2,41$ V, en vue de réaliser une situation semblable à celle d'un magnétron idéal. Dans notre expérience, nous avons utilisé $V_C = -v = 2,5$ V, pour nous assurer qu'il n'y avait pas de champ retardateur pour les électrons qui s'approchent du collecteur par suite, soit d'erreur dans la mesure de v_{exLF}, soit des approximations faites au paragraphe III.4.

On peut remarquer que l'égalité des tensions v_{LF} et v_{HF} trouvées expérimen-

talement montré que la somme des deux derniers termes de la partie droite de l'équation (III.26) peut être négligée dans le cas particulier des électrodes utilisées dans nos expériences. En effet, les expressions de v_{LF} et de v_{HF} données par les équations (III.24) et (III.26), respectivement, ne diffèrent que par la présence des deux derniers termes dans la partie droite de l'équation (III.26).

Comparons la valeur v_{HF} déterminée dans notre expérience avec celle prédite par notre calcul, et, plus précisément, avec la valeur $e(\varphi_{Ee} - \varphi_{Ec})$ du premier terme de la partie droite de l'équation (III.25), lorsqu'on y substitue les valeurs des travaux de sortie effectifs publiées dans la littérature. La contribution du second terme de la partie droite de l'équation (III.25) peut être négligée lorsque la structure des grains et les coefficients de réflexion de l'émetteur et du collecteur ne sont pas trop différents. Les données publiées ne nous ont pas permis de calculer ce second terme dans le cas particulier de nos électrodes. L'égalité des tensions v_{LF} et v_{HF} a par ailleurs montré que la contribution de ce terme ne devait pas être trop importante. Pour la cathode imprégnée, utilisée comme émetteur, nous avons estimé, à partir des résultats de Lévi (1955), un travail de sortie effectif $e\varphi_{Ee}$ = 1,99 eV à 1080 ºK. Pour le tantale polycristallin utilisé comme collecteur, la valeur du travail de sortie effectif recommandée par Fomenko (1966) est $e\varphi_{Ec}$ = 4,12 eV. Cette valeur est obtenue à partir des mesures de l'émission thermoélectronique qui sont faites à haute température; elle est très proche de celle que nous avons déterminée avec le microscope à émission thermoélectronique (4,14 eV). D'autre part, Bolshov (1960) a montré par des mesures de la différence de potentiel de contact que le travail de sortie du tantale augmente lorsque la température baisse. On peut conclure des données de Bolshov que le travail de sortie effectif du tantale à 473 ºK - ce qui correspond à la température du collecteur dans nos expériences - est de 4,5 eV. Utilisant ce dernier résultat pour le travail de sortie effectif du tantale, nous avons trouvé pour les surfaces utilisées

dans nos expériences une valeur $e(\varphi_{Ee} - \varphi_{Ec}) = - 2,51$ eV; cette valeur est très proche de la valeur expérimentale $v_{HF} = - 2,46$ eV.

La comparaison de la valeur v_{LF} déterminée dans notre expérience avec celle prédite par notre calcul (équation III.24) n'a pas été faite, parce que les travaux de sortie moyens qui figurent dans ce calcul sont très peu connus dans la littérature. En effet, $\bar{\varphi}$ résulte de la mesure, plus complexe et plus rare, du spectre de travaux de sortie de la surface polycristalline, tandis que φ_E résulte d'une simple mesure du courant d'émission thermoélectronique et de la température.

III.5.3 - COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DE COUPURE MESUREES A CHAMP ELECTRIQUE APPLIQUE FORT ET FAIBLE

La différence de forme dans la proximité de M des courbes log I_C en fonction de v obtenues pour les deux régimes extrêmes (champ appliqué fort ou faible - figure 35) peut avoir une influence considérable sur la caractéristique de coupure. On peut remarquer sur l'insertion à la figure 35 que pour une tension $-v = 2,5$ V (la tension choisie pour compenser la différence de potentiel de contact émetteur-collecteur), le rapport $I_C/I_{C\,max}$ du courant de collecteur (I_C) et de sa valeur maximum est beaucoup plus important dans le cas du champ appliqué faible (0,84 pour $V_A = 20$ V), que dans celui du champ appliqué fort (0,44 pour $V_A = 400$ V). Nous avons supposé que ce fait a des répercussions dans la caractéristique de coupure I_A fonction de B. Nous avons vérifié cette hypothèse par la mesure de caractéristiques de coupure pour deux valeurs extrêmes de la tension anodique (20 V et 400 V), qui correspondent respectivement à des champs électriques appliquées faible et fort (25 V/cm et 568 V/cm) par rapport au champ électrique inter-grains (70 V/cm, § III.5.1). Ces mesures ont été faites dans

le tube présenté sur la figure 12 (les particularités de ce tube ont été rappelées au paragraphe III.5.2); nous aimerions souligner le fait que dans ce tube, le faisceau électronique ne subit qu'une seule collision avec le collecteur dans la région de coupure (n = 1). Les mesures ont été faites pour la même température de l'émetteur que pour I_C fonction de v (figure 35). Les résultats des mesures sont présentés sur les figures 36 et 37.

La comparaison des figures 36 et 37 montre que lorsque la différence de potentiel de contact est compensée (-v = 2,5 V), le courant anodique anormal à la limite de la région de coupure se maintient à une valeur qui est beaucoup plus importante pour V_A = 400 V que pour V_A = 20 V. Lorsque V_A = 20 V, la polarisation du collecteur avec une tension positive supplémentaire de 0,5 V par rapport à -v = 2,5 V (à cette valeur de v, la différence de potentiel de contact est compensée) ne conduit pas à un changement considérable du courant anodique dans le domaine étudié (figure 36). Pour V_A = 400 V, le courant anodique chute brutalement avec l'augmentation de la polarisation positive du collecteur (figure 37). Par conséquent, nous retrouvons dans les caractéristiques de coupure l'effet des mécanismes de réflexion différents qui correspondent aux deux valeurs extrêmes du champ électrique appliqué.

Essayons de relier l'information qu'offrent ces caractéristiques de coupure avec les prévisions théoriques concernant le coefficient apparent de réflexion. Nous avons supposé qu'une majeure partie du courant anodique anormal en régime de coupure est formée par des électrons réfléchis par le collecteur. Nous avons, d'autre part, obtenu des caractéristiques de coupure dans un tube où une seule collision du faisceau électronique avec le collecteur est possible dans la région de coupure. Dans ces conditions, le rapport entre le courant anodique anormal I_A à la limite de la région de coupure et le courant I_{Ao} incident sur le collecteur, est égal au coefficient apparent de réflexion du collecteur, défini au paragraphe III.3.3. Le courant I_{Ao} incident sur

le collecteur après la coupure est égal au courant anodique en l'absence de champ magnétique, à condition que ce courant soit assez faible pour que la diode soit limitée par la température. I_{Ao} est donc facile à mesurer, comme le courant anodique à champ magnétique nul.

Comparons les valeurs I_A/I_{Ao} avec nos prévisions théoriques pour le coefficient apparent de réflexion. Rappelons que ces prévisions étaient les suivantes : à champ appliqué fort par rapport au champ électrique inter-grains, R = 0,62, lorsque nous admettons $\bar{r}'_c = 0$ et un émetteur non-homogène identique au collecteur (§ III.5.1 et figure 34). Pour $\bar{r}'_c$ fini, R > 0,62. A champ électrique appliqué faible par rapport au champ électrique inter-grains, le coefficient apparent de réflexion des surfaces non-homogènes prend, selon Heil (1967), une valeur de $\sim 0,06$, indépendamment des dimensions des grains et de leur travail de sortie (§ III.3.1).

Afin de faciliter cette comparaison, nous avons présenté sur la figure 32b les courbes 1 des figures 36 et 37 (mesurées lorsque la différence de potentiel de contact était compensée), sous la forme de la dépendance I_A/I_{Ao} fonction de B/B_c. Nous trouvons des rapports I_A/I_{Ao} égaux à 0,62 pour le cas du champ électrique fort (courbe 1, figure 32b) et 0,10 pour le cas du champ électrique faible (courbe 2, figure 32b).

Comme le courant anodique anormal I_A est en réalité supérieur au courant d'électrons réfléchis, qui ne représente qu'une fraction de ce courant, l'accord des valeurs trouvées expérimentalement pour le rapport I_A/I_{Ao} avec les prévisions théoriques pour les coefficients apparents de réflexion nous paraît satisfaisant. Cet accord confirme le réalisme de notre hypothèse concernant la contribution importante des électrons réfléchis dans le courant anodique anormal.

III.6 - CONCLUSION

Afin de réduire la complexité du phénomène, nous avons étudié l'anomalie de la coupure lorsque la présence d'électrons rapides n'est pas un effet prédominant. Dans ces conditions, l'émission électronique secondaire de la surface collectrice est négligeable, car les électrons atteignent cette surface chacun avec son énergie initiale qui est, en moyenne, insuffisante pour la production d'électrons secondaires vrais.

Nous avons réussi à réduire le courant d'électrons rapides à 0,1 % du courant d'électrons atteignant le collecteur. La température électronique des électrons collectés est extrêmement basse (1080 ºK) et égale à la température de l'émetteur (cette observation est faite pour la première fois dans un magnétron). Nous avons trouvé que l'anomalie de la coupure persistait dans ces conditions. Nous avons donc prouvé que cette anomalie de la coupure n'est pas due aux mêmes causes que la présence d'électrons rapides, et n'est pas non plus la conséquence de l'émission secondaire électronique liée à ces électrons rapides.

Nous avons montré qu'en l'absence d'électrons rapides, la réflexion est le seul mécanisme possible pour expliquer la "dérive" des électrons ayant des énergies extrêmement basses ($\sim$ 0,1 eV) dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique croisés.

La réflexion d'une surface homogène ne permet pas d'expliquer la totalité des observations. Nous avons pu trouver une explication cohérente en tenant compte de la non-homogénéité du travail de sortie de la surface collectrice. Nous avons montré que le coefficient de réflexion des électrons sur une surface non-homogène (que nous appelons coefficient apparent de réflexion) est déterminé par le rapport entre le champ électrique appliqué et le champ électrique inter-grains.

Nous avons obtenu les expressions du coefficient apparent de réflexion pour des champs électriques appliqués fort et faible par rapport au champ électrique inter-grains. La connaissance de la fonction de distribution de la surface suivant le travail de sortie est nécessaire pour calculer la valeur du coefficient apparent de réflexion. Nous avons mesuré cette fonction avec un microscope à émission thermoélectronique; ainsi nous avons pu estimer le coefficient apparent de réflexion des électrons sur le collecteur utilisé dans nos expériences.

La mesure des caractéristiques de coupure pour un champ électrique appliqué fort et pour un champ électrique appliqué faible a permis de comparer les résultats de nos calculs avec l'expérience. Comme le faisceau électronique ne pouvait subir qu'une seule collision avec le collecteur dans la région de coupure, le rapport entre le courant anodique anormal à la limite de la région de coupure (I_A) et le courant anodique en l'absence de champ magnétique (I_{Ao}) est supérieur ou égal au coefficient apparent de réflexion. Nous avons trouvé des valeurs $I_A/I_{Ao} = 0,62$ pour le cas du champ électrique appliqué fort, et 0,10 pour le cas du champ électrique appliqué faible, en accord avec nos prévisions théoriques. Cet accord confirme notre hypothèse concernant la contribution majeure des électrons réfléchis par le collecteur au courant anodique anormal. Nous avons donc conclu que le courant anodique anormal en régime de coupure est formé par deux groupes d'électrons : thermoélectrons et électrons réfléchis par le collecteur.

L'étape suivante de notre recherche, que nous présenterons au chapitre IV, consiste à étudier la caractéristique de coupure due uniquement aux thermoélectrons, que nous appelerons caractéristique intrinsèque de coupure. Afin de réaliser cette étude, nous avons été amenée à séparer les deux groupes d'électrons présents dans le courant anodique, à savoir les thermoélectrons et les électrons réfléchis . La mesure directe du courant d'électrons réfléchis lors des expériences effectuées à champs élec-

triques faible et fort (figures 44 et 45) représente une confirmation expérimentale supplémentaire des considérations et des résultats présentés dans ce chapitre.

Les mesures des caractéristiques de coupure ont été faites dans des conditions où la différence de potentiel de contact entre l'émetteur et le collecteur était compensée. Nous avons mis au point une méthode de mesure "in situ" de cette différence de potentiel.

Nous avons aussi montré que dans les conditions de nos expériences, le courant d'électrons rapides ne représent que $\sim$ 0,1 % du courant atteignant le collecteur.

En liaison avec les résultats présentés dans ce chapitre, on peut faire les deux remarques suivantes :

1. Nous avons montré que pour simuler une diode magnétron idéale, l'émetteur et le collecteur doivent avoir le même potentiel; la variation de la différence de potentiel entre l'émetteur et le collecteur avait un effet important sur la caractéristique de coupure. Pour ces raisons, une surface émettrice non-équipotentielle paraît peu convenable pour l'étude de la caractéristique de coupure d'une diode magnétron où la cathode remplit en même temps la fonction de surface collectrice.

2. L'existence de la réflexion électronique sur le collecteur exige que des précautions considérables soient prises dans l'interprétation des résultats des études sur les canons électroniques à champs croisés. En effet, Nun et Smol (1964) considèrent que la proportion du faisceau qui n'atteint pas le collecteur représente la mesure des processus irréversibles déterminant le bruit. Mais, dans notre esprit, les électrons qui n'atteignent pas le collecteur par suite des processus irréversibles déterminant le bruit ne peuvent pas être distingués de ceux qui quittent le collecteur par suite de la réflexion ou de l'émission secondaire.

C H A P I T R E I V

ETUDE DE LA CARACTERISTIQUE INTRINSEQUE DE COUPURE

IV.1 - POSITION DU PROBLEME. CARACTERISTIQUE DE COUPURE INTRINSEQUE ET APPARENTE

Nous avons montré au chapitre III que la réflexion des électrons sur la surface du collecteur est le seul mécanisme possible pour expliquer la dérive des électrons ayant des énergies extrêmement basses (~ 0,1 eV) dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique croisés.

Par contre, nous avons montré que la réflexion d'une surface homogène ne permet pas d'expliquer la totalité des observations. Nous avons proposé une interprétation cohérente des observations, en tenant compte de la non-homogénéité du travail de sortie de la surface collectrice.

Nous avons conclu que le courant anodique anormal en régime de coupure est formé de deux groupes d'électrons : thermoélectrons et électrons réfléchis par le collecteur.

Dans ce chapitre, nous étudierons la caractéristique de coupure liée uniquement à la présence des thermoélectrons. L'intérêt de cette étude réside dans le fait que la théorie de Lindsay (1960 b) tient compte uniquement de la présence des thermoélectrons. Cette théorie ne tient pas compte de la présence d'électrons rapides. Nous ferons donc nos expériences dans des conditions où les électrons rapides n'ont pas un effet dominant. Nous avons montré au chapitre III qu'il était possible de réduire le courant d'électrons rapides à 0,1 % du courant atteignant le collecteur. La comparai-

son des résultats théoriques et expérimentaux est donc possible lorsqu'on étudie expérimentalement le comportement des thermoélectrons, en éliminant la contribution des électrons réfléchis au courant anodique anormal du magnétron en régime de coupure.

Le fait de travailler avec un courant électronique très bas nous permettra de vérifier la théorie de la diode magnétron contrôlée par le champ magnétique de Lindsay (1961 b) au voisinage du champ magnétique critique. Cette théorie est valable au voisinage de B_c uniquement lorsque la distribution de potentiel ne comporte pas un minimum devant la cathode. Des restrictions moins sévères sont imposées à cette distribution de potentiel pour des valeurs de B supérieures à la valeur critique. Cependant, si l'on travaille avec un courant suffisamment faible, on pourra admettre qu'au voisinage de B_c, la diode est toujours en régime contrôlé par le champ magnétique.

Nous montrerons que dans ces conditions, la variation mesurée du courant de thermoélectrons en fonction du champ magnétique est alors en bon accord avec les prévisions de la théorie de Lindsay (1961 b) pour la température réelle de la cathode, dans toute la région de coupure, c'est-à-dire pour $B \lesssim B_c$. Pour cette raison, nous désignerons cette caractéristique de coupure comme "intrinsèque".

Nous étudierons ensuite l'effet du courant d'émission sur la caractéristique intrinsèque de coupure. Nous montrerons l'existence d'un élargissement de la caractéristique intrinsèque de coupure au voisinage de B_c lorsque le courant d'émission augmente au-delà d'une valeur limite.

C'est la première fois que l'élargissement de la caractéristique de coupure lié à l'augmentation de la charge d'espace, pourtant facile à prévoir, est prouvé expérimentalement.

Nous montrerons, en nous référant aussi aux résultats très récents de Smol, que l'existence de l'accord entre l'expérience et la théorie de Lindsay (1961 b),

que nous avons prouvé dans les conditions les plus sévères ($B \lesssim B_c$), est une propriété générale du magnétron plan; cet accord existe aussi pour des densités de courants supérieures à celles utilisées dans nos expériences, mais alors uniquement pour $B > B_c$.

Nous analyserons ensuite les résultats du point de vue du critère de stabilité des faisceaux électroniques dans les champs croisés, proposé par Buneman, Levy et Linson (1966).

La méthode que nous présenterons ci-dessous pour la mesure de la caractéristique intrinsèque de coupure permet de mesurer également le courant d'électrons réfléchis. Nous déterminerons donc directement le coefficient apparent de réflexion électronique de la surface collectrice et montrerons que l'interprétation de l'anomalie de la coupure par la réflexion sur le collecteur est valable.

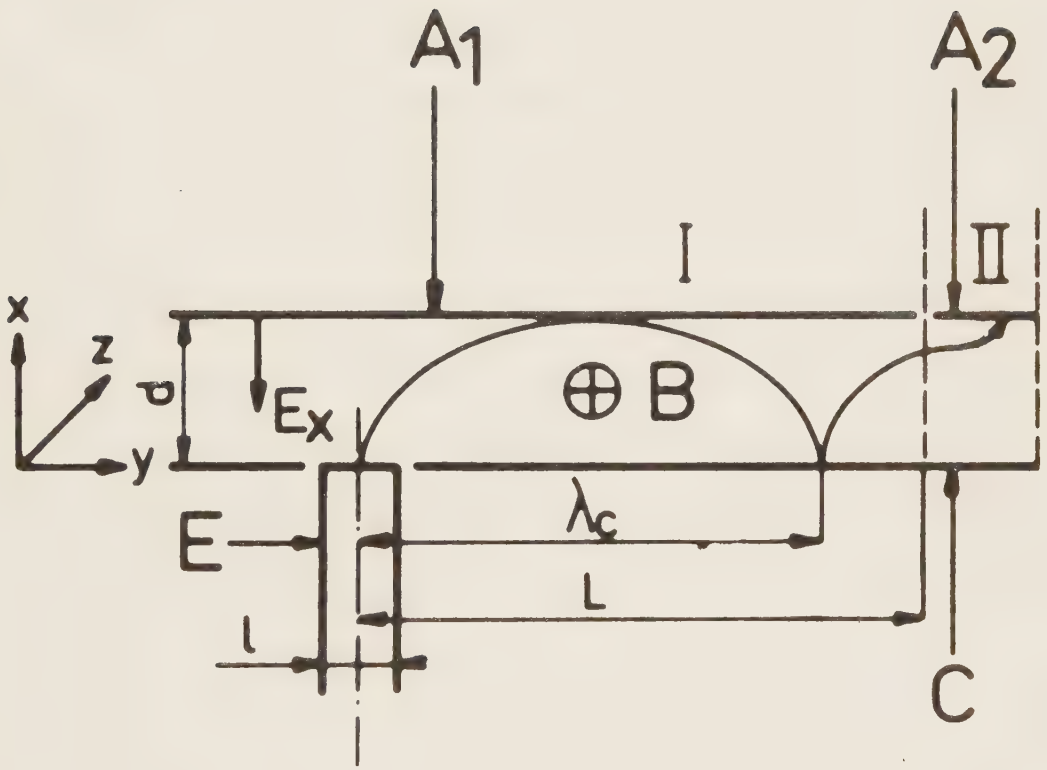
Nous montrerons également que lorsque le coefficient apparent de réflexion est important, l'extrémité de l'anode recueille, en régime de coupure, la majeure partie du courant anodique anormal; dans ce cas, c'est justement le courant d'électrons réfléchis recueillis par l'extrémité de l'anode qui détermine la forme de la caractéristique "apparente" de coupure. Nous désignerons par ce nom la variation, en fonction du champ magnétique, du courant anodique total composé de thermoélectrons et d'électrons réfléchis par le collecteur.

Ces résultats ont été présentés dans nos publications (Bacal, 1970, Bacal, Cristescu, Voci, 1970).

IV.2 - DETECTION DES THERMOELECTRONS DANS LE COURANT ANODIQUE ANORMAL

IV.2.1 - PRESENTATION DE LA METHODE ET DU TUBE D'EXPERIENCE

La méthode utilisée afin de séparer les thermoélectrons et les électrons réfléchis est fondée sur le fait que ces deux groupes d'électrons sont séparés dans l'espace. En effet, les thermoélectrons ne vont pas au-delà d'une distance λ (fig. 3a) au bout de laquelle ils interagissent avec la surface collectrice. On trouve donc des thermoélectrons uniquement pour des distances inférieures à λ, alors que les électrons réfléchis apparaissent au-delà de cette distance.



- Figure 38 a -

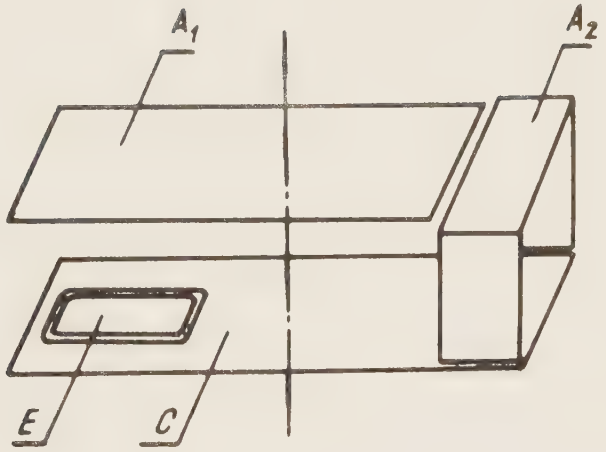
Représentation schématique du dispositif qui permet de séparer les thermoélectrons et les électrons réfléchis dans le courant anodique anormal. E - émetteur ; C - collecteur ; A_1 - première anode ; A_2 - deuxième anode.

Cette séparation dans l'espace nous a suggéré de recueillir sur deux anodes différentes les fractions du courant anodique anormal dues, respectivement, au courant de thermoélectrons et au courant d'électrons réfléchis (figure 38 a). Admettons que la longueur de l'émetteur dans la direction de dérive est inférieure à λ; les électrons que recueille alors la première anode sur la distance λ du point d'émission sont des thermoélectrons. Une deuxième anode, située à une distance supérieure à λ par rapport au point d'émission des thermoélectrons, recueille les électrons réfléchis.

La distance λ est la longueur d'onde cyclotronique (équation III.4). La séparation des thermoélectrons et des électrons réfléchis dans l'espace dépendant du champ magnétique, nous avons choisi les dimensions des électrodes en vue d'étudier la composition du courant anodique anormal dans la région de coupure. On montre que ces dimensions sont valables pour toutes les valeurs de la tension anodique.

Afin de pouvoir aussi déterminer le coefficient apparent de réflexion, nous avons choisi une configuration d'électrodes dans laquelle une seule collision du faisceau avec le collecteur est possible dans la région de la première anode (région I sur la figure 38 a), avant la capture du faisceau par la seconde anode (dans la région II, figure 38 a).

D'autre part, afin d'éviter les collisions du faisceau avec le collecteur dans la région II, il est nécessaire que les électrons quittant la région I soient recueillis par la deuxième anode sur une distance très courte. En vue de réaliser cette condition, nous avons choisi une configuration de champ électrique caractérisée par la présence d'une faible composante E_z dans la direction du champ magnétique. Une réalisation simple d'une telle configuration de champ consiste à construire la deuxième anode en forme de "fer à cheval". La figure 38 b présente la configuration d'électrodes utilisée dans nos expériences, et permet d'imaginer la forme et la position de la deuxième anode. La distribution de potentiel dans cette configuration sera discutée



- Figure 38 b -

Configuration des électrodes du tube d'expérience destiné à la mesure de la caractéristique intrinsèque de coupure. E - émetteur ; C - collecteur ; A_1 - première anode ; A_2 - deuxième anode.

au paragraphe IV.2.2 et illustrée par la figure 40. L'émetteur utilisé est une cathode imprégnée rectangulaire (3 mm x 9 mm). La distance L entre le centre de la cathode et l'extrémité de la première anode (A_1) est de 28 mm; la longueur de la deuxième anode est de 7 mm.

La distance cathode - anode d est de 6,34 $\pm$ 0,04 mm. Cette valeur est obtenue à partir des mesures de B_c (Equation I.58) pour V_A = 20 V, 100 V, 200 V et 400 V. La valeur expérimentale de B_c est déterminée à partir de la caractéristique intrinsèque de coupure, comme l'induction magnétique correspondant à $I_A/I_{Ao} = \frac{1}{2}$, lorsque le courant d'émission est de $5x10^{-7}$A et le potentiel de la paroi est égal à $\frac{1}{2}$ V_A. La justification de ce choix du potentiel de la paroi est la suivante: nous avons comparé (§IV.2.2d) les valeurs expérimentales de B_c obtenues pour trois valeurs du potentiel de la paroi (0, $\frac{1}{2}$ V_A, V_A) avec la valeur théorique (Eq. I.58), calculée pour la valeur d résultant des mesures mécaniques; nous avons trouvé que la valeur B_c correspondant au potentiel de la paroi égal à $\frac{1}{2}$ V_A était très proche de la valeur B_c résultant de l'équation (I.58) lorsqu'on y substitue la valeur d qui résulte des mesures mécaniques. Le choix du potentiel de la paroi à $\frac{1}{2}$ V_A correspond d'ailleurs à la meilleure homogénéité du champ électrique.

La précision de $\pm$ 0,6 %, obtenue dans la mesure de d à l'aide de l'équation (I.58) caractérise la précision avec laquelle cette relation est vérifiée par notre expérience. L'erreur dans la mesure de d affecte la précision possible de la vérification expérimentale de la théorie de Lindsay.

Afin de faciliter la comparaison de l'expérience avec cette théorie, qui prévoit une très forte pente pour la variation du courant anodique dans la région de coupure, nous calculerons les caractéristiques de coupure théoriques (Eq. I.49) pour la valeur de la distance résultant de la caractéristique intrinsèque de coupure respective. Ces distances sont comprises entre 6,31 mm et 6,38 mm. C'est la raison pour laquelle sur les figures 47 et 48 on n'observe pas l'effet de l'erreur de $\pm$ 0,6%

dans la mesure de d, B_c étant très précisément égal à la valeur théorique prédite par l'équation (I.58).

La configuration d'électrodes présentée sur la figure 38 b a été choisie dans un souci de simplicité de montage, et aussi pour tenir compte de l'encombrement fixé par l'électro-aimant. Le nombre minimum d'électrodes, en fait une seule électrode, a été ajouté à celles de la triode magnétique. Ce choix a entraîné certaines difficultés, dont nous reparlerons.

Muni d'une jauge Bayard-Alpert et d'une pompe getter à sublimation de titane le tube a été scellé et plaçé entre les pôles d'un électro-aimant ayant des caractéristiques d'homogénéité de champ magnétique améliorées par rapport à celui utilisé dans nos expériences précédentes qui sont décrites aux chapitres II et III; les pôles ont un diamètre de 22 cm et la largeur de l'entrefer est de 5,3 cm. La méthode utilisée pour son étalonnage a été décrite en II.2.

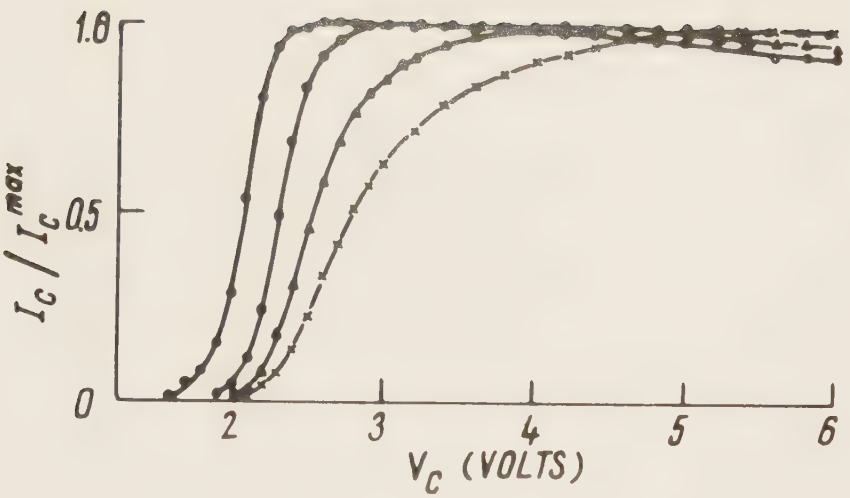
Un spectromètre microondes couplé à une antenne située près du tube permettait d'observer le bruit et les raies éventuelles générées par le tube. Notons qu'aucune raie n'a pu être observée pour les tensions et les courants utilisés dans nos expériences.

IV.2.2 - ETUDE DES EFFETS PARASITES

L'étude préliminaire de la nouvelle configuration d'électrodes destinée à la mesure des caractéristiques intrinsèques de coupure a révélé certaines difficultés expérimentales. Nous allons les énumérer brièvement.

a. Effet perturbateur du champ électrique produit par la deuxième anode

Le champ électrique produit par la présence de la deuxième anode a un effet perturbateur sur la distribution des électrons entre le collecteur, d'une part, et les anodes, d'autre part; cet effet est surtout important au voisinage de la coupure. Ceci résulte du fait que les caractéristiques I_C/I_{Cmax} en fonction de V_C, mesurées pour différentes tensions anodiques (avec $V_{A1} = V_{A2}$ et $B/B_c = 1,04$) subissent une translation le long de l'axe V_C lorsque V_A augmente (figure 39). Cette translation peut être expliquée en considérant la distribution de potentiel dans le plan de symétrie des électrodes, perpendiculaire au champ magnétique, qui est représentée d'une manière schématique sur la figure 40 a. La non-homogénéité du champ électrique dans l'espace compris entre A_2 et le collecteur (région II) détermine l'apparition d'une composante E_y du champ électrique à l'extrémité de la région comprise entre A_1 et le collecteur (région I). Cette composante E_y accélère les électrons, de la région I, où ils auraient atteint le collecteur, vers la région II, où ils sont capturés par A_2. Ainsi, plus la tension anodique est forte, plus la part du courant dévié du collecteur vers A_2 est importante. Cet effet est évident pour les valeurs de B très proches de B_c, lorsque la collision des thermoélectrons avec le collecteur se produit à l'extrémité de la région I, voisine de A_2, où la composante E_y est la plus forte. Suite à cet effet perturbateur, la collection par le collecteur de la même fraction du faisceau électronique impose l'application entre l'émetteur et le collecteur d'une tension V_C plus forte que la différence de potentiel de contact. La figure 41 donne une représentation directe de l'effet, sur le courant de collecteur, de la tension appliquée sur A_2 (V_{A2}) pour deux valeurs du champ magnétique, lorsque $V_{A1} = 400$ V. Notons que la variation de I_C avec V_{A2} est plus importante lorsque le rapport B/B_c est plus proche de 1. Notons aussi que I_C atteint un maximum pour $V_{A2} = 300$ V. La chute de I_C lorsque V_{A2} augmente au-delà de 300 V est due à l'effet perturbateur du champ électrique de A_2, qui détermine la capture directe par

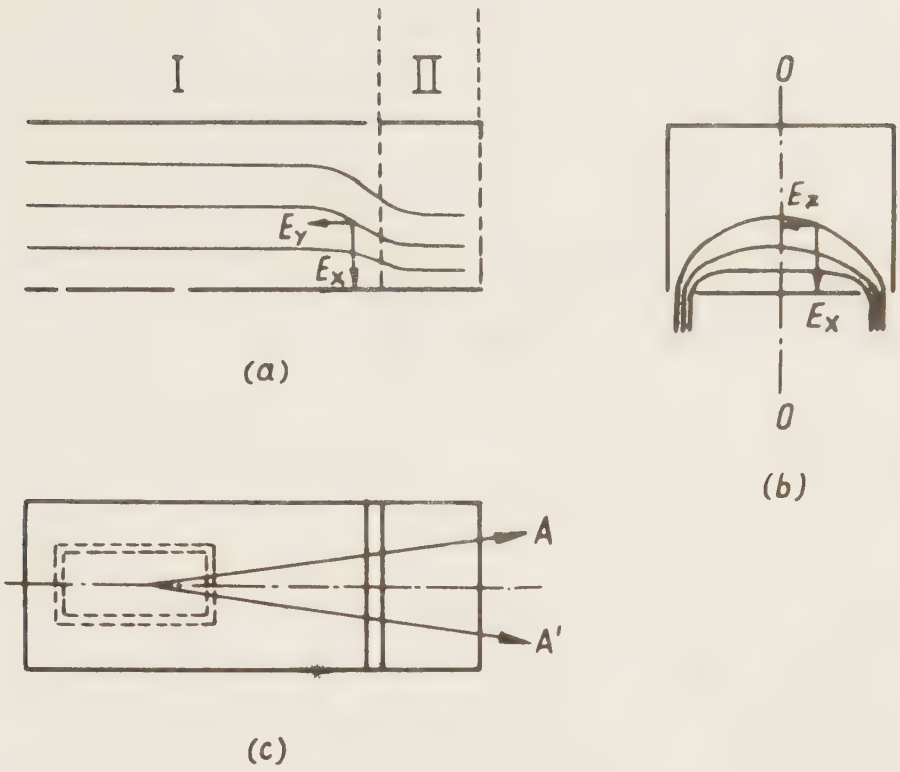


- Figure 39 -

Variation du rapport $I_C/I_{C\ max}$ (I_C = courant de collecteur, $I_{C\ max}$ - valeur maximum de I_C) en fonction de V_C, pour quatre valeurs de la tension anodique (la même pour les deux anodes) :

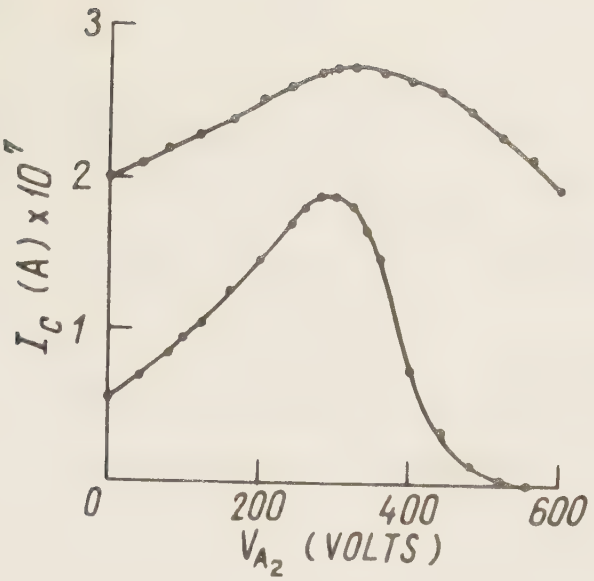
● ● ● 20 V , o o o 100 V , ΔΔΔ 200 V , x x x 400 V.

Les mesures sont faites pour un champ magnétique situé à la limite de la région de coupure (B/B_c = 1,04). Le potentiel de la paroi est égal au potentiel de la cathode.



- Figure 40 -

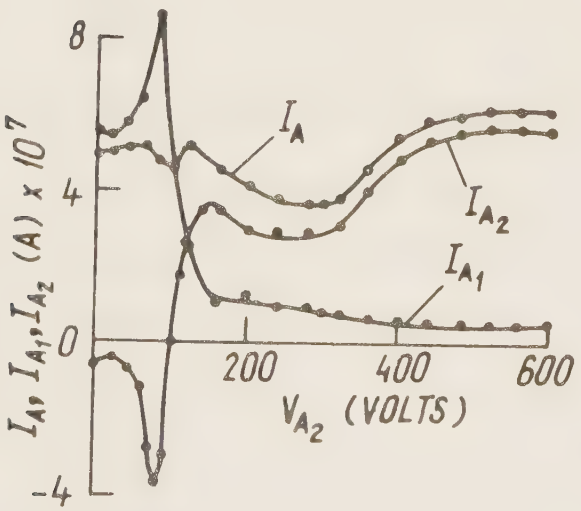
Représentation schématique (a) des lignes équipotentielles dans le plan de symétrie des électrodes (b) des lignes équipotentielles dans un plan, parallèle au champ magnétique, qui coupe la seconde anode (région II) (c) des positions optimum A et A' du faisceau électronique par rapport au plan de symétrie.



- Figure 41 -

Variation du courant de collecteur en fonction de la tension appliquée sur la seconde anode pour V_{A1} = 400 V et deux valeurs du champ magnétique appliqué. La différence de potentiel de contact émetteur-collecteur est compensée.

• • • B/B_c = 1,043 , o o o B/B_c = 1,154.



- Figure 42 -

Variation des courants de la première et de la deuxième anode (I_{A1} et I_{A2}) et du courant anodique total (I_A) avec V_{A2}, pour V_{A1} = 400 V, B/B_c = 1,043. Le potentiel de la paroi est égal à celui de l'émetteur. La différence de potentiel de contact émetteur-collecteur est compensée.

A_2 d'une fraction des thermoélectrons. On peut s'en convaincre en examinant la figure 42, où est représentée la variation de I_{A2} avec V_{A2}. La chute de I_C lorsque V_{A2} diminue au-delà de 300 V est probablement déterminée par la capture directe par A_1 des électrons qui approchent le collecteur.

Le choix d'une valeur V_{A2} inférieure à V_{A1} paraît souhaitable afin de réduire l'effet perturbateur du champ électrique de la deuxième anode, qui tend à augmenter artificiellement I_{A2} aux dépens de I_C. On peut noter sur la figure 41 que le courant I_C atteint un maximum pour V_{A2} = 300 V, ce qui correspond à un rapport :

$$\frac{V_{A2}}{V_{A1}} = 0,75 \qquad \text{(IV.1)}$$

Nous utiliserons l'équation IV.1 pour choisir par la suite la tension V_{A2}.

Le choix d'une valeur V_{A2} inférieure à V_{A1} est aussi avantageux, comme nous le montrerons au paragraphe IV.2.2 b, pour empêcher les électrons secondaires émis par A_1 d'atteindre A_2

b. Effet de l'émission secondaire électronique des anodes

Les électrons atteignent l'anode après avoir été accélérés par la différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'anode. Cette différence de potentiel étant supérieure à quelques électrons-volts, nous devons aussi tenir compte de l'émission secondaire électronique vraie de l'anode, car, à ces énergies électroniques, la réflexion n'est plus l'unique effet possible (Bronstein et Fraiman, 1969). Dans le cas où l'anode est formée de plusieurs parties, et en présence d'un champ magnétique, il est important de vérifier qu'il n'y a pas d'asymétrie dans les flux d'électrons secondaires entre les différentes parties de l'anode. Une telle asymétrie pourrait perturber la distribution des courants d'électrons sur les deux anodes, liée aux phénomènes caractérisant le magnétron.

Les électrons secondaires émis par l'anode sont rapidement renvoyés vers sa surface par le champ électrique retardateur et par le champ magnétique; le transfert d'un nombre important d'électrons secondaires d'une anode vers l'autre est donc peu probable. La présence du champ magnétique peut favoriser une asymétrie dans l'échange d'électrons secondaires entre les deux anodes; dans notre configuration, le champ magnétique empêche le transfert des électrons secondaires émis par la deuxième anode vers la première, mais favorise celui en sens inverse. La présence d'une différence de potentiel entre les deux anodes peut accentuer ou atténuer cette asymétrie.

Nous avons mesuré la variation des courants des deux anodes et du courant anodique total en fonction de la tension appliquée sur la deuxième anode (V_{A2}), pour une tension constante appliquée sur la première anode V_{A1} = 400 V (figure 42). Le courant de la première anode varie très peu lorsque V_{A2} reste supérieur à 200 V; le courant de la deuxième anode subit les mêmes variations que le courant anodique total. Nous avons expliqué ci-dessus (§ IV.2.2a) ces variations : à forte valeur V_{A2}, il y a capture directe de thermoélectrons par la deuxième anode.

Nous avons conclu que si une asymétrie des flux d'électrons secondaires entre les deux anodes existe, elle ne varie pas lorsque la différence de potentiel entre les deux anodes est inférieure à 200 V, quel qu'en soit le signe. On peut noter sur la figure 42 qu'un courant important d'électrons secondaires émis par la deuxième anode est capturé par la première, lorsque $V_{A1} - V_{A2} > 300$ V.

Lorsque la mesure de I_{A2} est essentielle, nous choisirons une tension V_{A2} inférieure à V_{A1}; dans ces conditions, les électrons secondaires émis par A_1 et dont le transfert vers A_2 est favorisé par le champ magnétique, n'auront pas l'énergie nécessaire pour atteindre A_2 et seront renvoyés vers A_1. Ce choix est aussi souhaitable, comme nous l'avons déjà discuté (voir § IV.2.2a), afin de réduire l'effet perturbateur du champ électrique de la deuxième anode.

c. Asymétrie de la position optimum

Lors de l'optimisation de la position du tube d'expérience dans le champ magnétique, nous avons remarqué que pour le fonctionnement en régime de coupure, la valeur maximum du courant d'électrons recueillis par la deuxième anode et donc la valeur minimum du courant sur la première anode, sont obtenues lorsque la direction de dérive des électrons est déviée d'un petit angle, quel qu'en soit le sens, par rapport au plan de symétrie des électrodes (positions A et A' du faisceau électronique sur la figure 40 c).

Nous avons expliqué cette observation de la façon suivante. La composante E_z du champ électrique, parallèle au champ magnétique, est celle qui assure une capture efficace par la deuxième anode des électrons qui la traversent. Mais cette composante varie avec la distance z du plan de symétrie des électrodes; elle est nulle dans ce plan de symétrie (figure 40 b). Pour cette raison, la capture des électrons par la deuxième anode est plus efficace lorsque le faisceau traverse le trou anodique à une certaine distance du plan de symétrie; c'est ce à quoi nous aboutissons en faisant varier l'angle entre la direction de dérive des électrons et le plan de symétrie des électrodes. Nous avons réalisé l'optimisation de la position du tube en le tournant dans le plan (y-z) parallèle à la surface de l'émetteur. Nous considérons que ce mouvement ne modifiait pas le parallélisme de la cathode par rapport au champ magnétique.

Dans nos expériences, la position du tube était optimisée et, de cette façon, la direction de dérive des électrons ne coïncidait pas avec le plan de symétrie des électrodes.

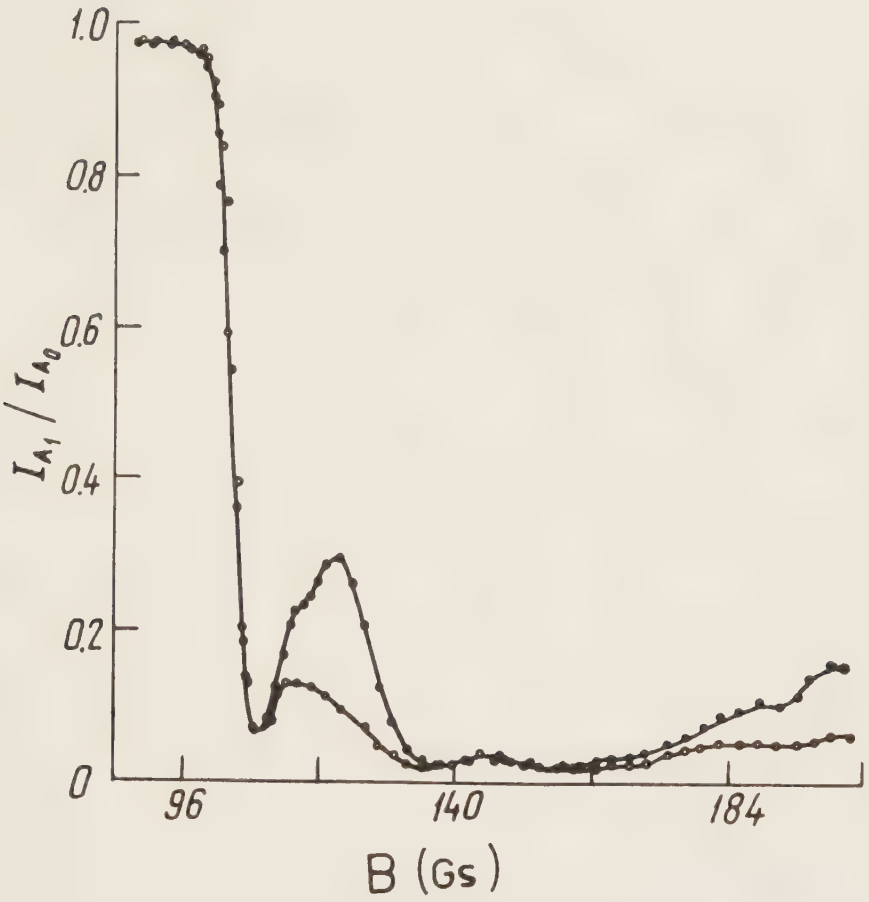
Une configuration plus complexe de la seconde anode peut assurer une meilleure capture des électrons . La composante E_z dans la direction du champ magnétique peut être produite en appliquant une différence de potentiel entre deux plaques latérales, convenablement polarisée par rapport à la cathode et la deuxième anode.

Notre configuration a l'avantage d'être simple (une électrode en fer à cheval au lieu de trois); cet avantage est important, compte tenu de l'encombrement fixé par l'électro-aimant. Nous chercherons à compenser, dans chaque cas particulier, les conséquences des imperfections de notre seconde anode par un choix convenable de la tension appliquée sur cette anode, la paroi ou le collecteur.

d. Effet du potentiel de la paroi

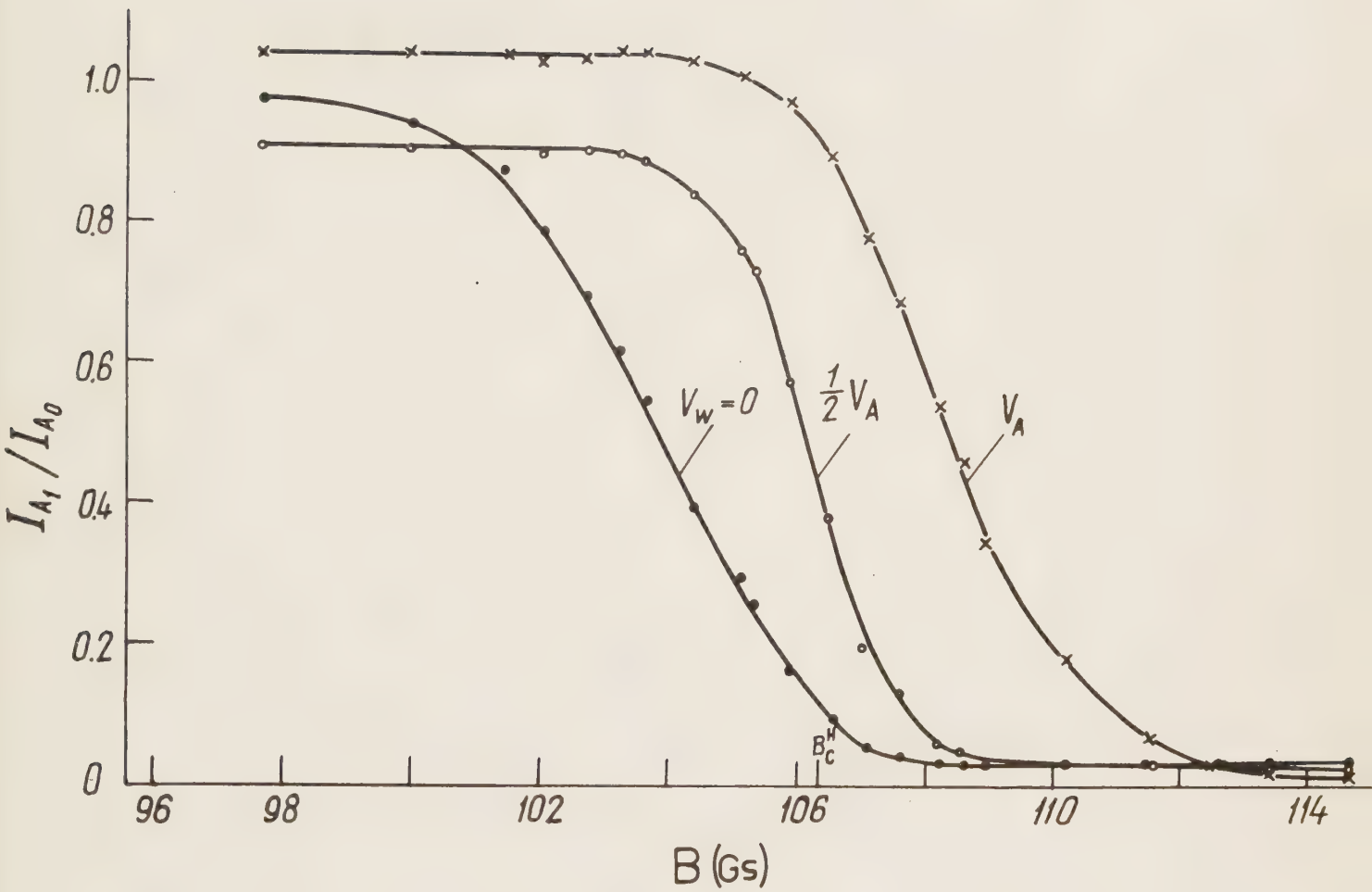
Nous avons observé que lorsque la paroi se trouve au même potentiel que l'émetteur, le courant de la première anode ne descend pas, lors de la coupure, aux très basses valeurs prédites par la théorie de Lindsay; de plus, sa variation n'est pas monotone mais présente plusieurs maximums, comme on peut l'observer sur la figure 43. Nous en avons conclu que les électrons non-capturés par la deuxième anode sont réfléchis par la paroi lorsque la tension V_w appliquée entre la paroi et l'émetteur est nulle; probablement le potentiel de la paroi est-il en réalité légèrement négatif par rapport à celui de l'émetteur, par suite de la différence de potentiel de contact non-compensée. Une fraction des électrons réfléchis par la paroi peut être capturée par la première anode; cette fraction varie avec le champ magnétique, ce qui explique le maximum de la courbe I_{A1} en fonction de B (figure 43). Lorsque la paroi est positive par rapport à l'émetteur, elle collecte une fraction plus importante des électrons incidents, mais son taux de réflexion ou d'émission secondaire vraie ne peut pas être annulé.

D'autre part, nous avons observé que la variation du potentiel de la paroi détermine une translation de la caractéristique intrinsèque de coupure le long de l'axe des abscisses et un changement de la forme de cette caractéristique. Nous avons représenté sur la figure 46 la variation du rapport I_{A1}/I_{Ao} en fonction de l'induction magnétique pour trois valeurs différentes de la tension V_w appliquée entre la paroi et l'émetteur. On peut observer sur la figure 46 que lorsque $V_w = \frac{1}{2} V_A$, la variation du courant I_{A1} est plus rapide que dans les cas où le potentiel de la paroi est égal au



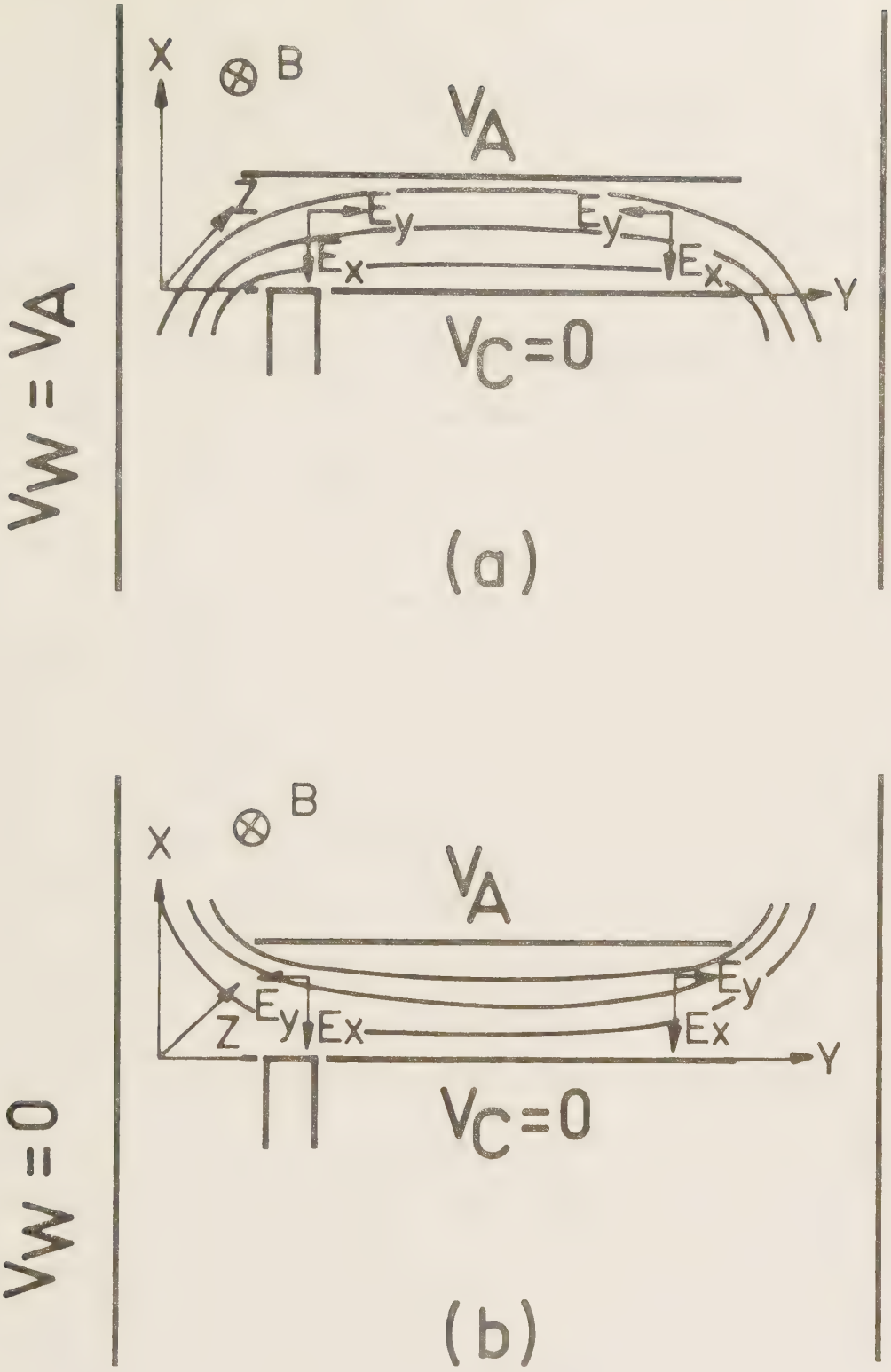
- Figure 43 -

Variation du rapport I_{A1}/I_{Ao} avec B pour V_A = 400 V et deux valeurs du potentiel de la paroi par rapport à l'émetteur : • • • V_w = 0 ; o o o V_w = + 22 V. I_{Ao} = 6×10^{-7} A. La différence de potentiel de contact émetteur-collecteur est compensée.



- Figure 46 -

Variation de I_{A1}/I_{Ao} avec l'induction magnétique pour V_A = 400 V, V_C = + 5 V, $I_{Ao} \simeq 5 \times 10^{-7}$ A et trois valeurs différentes de la tension appliquée entre la paroi et l'émetteur : • • • V_w = 0 , $I_{Ao} = 5{,}33 \times 10^{-7}$ A , o o o V_w = 200 V , $I_{Ao} = 5{,}75 \times 10^{-7}$ A , x x x V_w = 400 V , $I_{Ao} = 4{,}86 \times 10^{-7}$ A.



- Figure 46a -

Illustration de l'effet du potentiel de la paroi sur la forme des lignes équipotentielles et le sens de la composante E_y (parallèle à la cathode) du champ électrique.

a. potentiel de la paroi égal au potentiel de l'anode

b. potentiel de la paroi égal au potentiel de la cathode

potentiel de l'émetteur ($V_w = 0$) ou au potentiel de l'anode ($V_w = V_A$). Des résultats semblables ont été obtenus pour plusieurs valeurs de la tension anodique. Ces résultats confirment nos observations préliminaires (§ II.7).

Comparons la position des trois caractéristiques intrinsèques de coupure présentées sur la figure 46 avec les prévisions théoriques. Il est facile d'effectuer cette comparaison en utilisant la notion de champ magnétique critique (B_c). Dans la théorie de Lindsay du régime contrôlé par le champ magnétique dans le magnétron plan, le champ magnétique critique correspond à $I_A/I_{Ao} \approx 0,5$, et sa valeur est donnée par l'équation (I.58).

Nous avons trouvé que le champ magnétique critique correspondant à la caractéristique mesurée pour $V_w = \frac{1}{2} V_A$ est égal à la valeur théorique; les valeurs du champ magnétique critique correspondant aux deux autres valeurs de V_w (0 et V_A) sont respectivement inférieure et supérieure de 2,2 % à la valeur théorique.

Ces observations montrent donc que la valeur critique du champ magnétique est influencée par le degré de non-homogénéité du champ électrique aux bords de la diode magnétron. Nous avons représenté schématiquement sur la figure 46 a, les lignes équipotentielles pour les valeurs extrêmes du potentiel de la paroi (0 et V_A). On peut noter que la variation du potentiel de la paroi entre ces valeurs extrêmes détermine le changement de sens de la composante E_y du champ électrique parallèle à la cathode, présente aux bords de la diode. Ceci indique que la composante E_y s'annule dans un plan médian pour une valeur moyenne du potentiel de la paroi. Afin d'estimer l'effet possible de la présence d'une composante E_y parallèle à la cathode sur une partie de la trajectoire électronique, nous avons calculé le champ magnétique critique pour une diode magnétron, en présence d'un champ magnétique parallèle à l'émetteur $B = B_z$ et d'un champ électrique ayant une composante E_x perpendiculaire à l'émetteur ainsi qu'une faible composante E_y parallèle à l'émetteur ($E_y \ll E_x$). Nous avons trouvé (Bacal et Cistescu, 1967) :

$$B_c^2 = (B_c^H)^2 \left[1 - (\phi + \frac{\pi}{2}) \frac{E_y}{E_x} \right] \qquad (IV.2)$$

où :

$$\phi = \text{arc tg} \left(- \frac{E_y}{E_x} \right)$$

et B_c = le champ magnétique critique d'après Hull, donné par l'équation (I.58), obtenu en tenant compte uniquement de la composante E_x.

Il ressort de l'équation (IV.2) que la correction pour B_c liée à la présence d'une composante E_y change de signe en même temps que E_y. Ceci est en accord avec nos résultats expérimentaux.

La chute plus brutale du courant I_{A1} et la position correcte de la région de coupure observées pour $V_w = \frac{1}{2} V_A$ sont reliées, à notre avis, à la plus grande homogénéité du champ électrique dans ce cas. Comme cette configuration du champ électrique est plus proche de la configuration plane infinie dont tient compte la théorie de Lindsay (1961 b), nous avons précisément utilisé dans nos comparaisons avec les prévisions de cette théorie (§ IV.4) les caractéristiques intrinsèques de coupure obtenues lorsque $V_w = \frac{1}{2} V_A$.

IV.3 - VERIFICATION EXPERIMENTALE DE L'INTERPRETATION DE L'ANOMALIE DE LA COUPURE PAR LA REFLEXION SUR LE COLLECTEUR

La mesure de la distribution du courant électronique sur les deux anodes du dispositif présenté sur la figure 38 b permet de vérifier l'explication de l'anomalie de coupure que nous avons proposée au chapitre III. En effet, si la dérive des électrons ayant des énergies extrêmement basses est possible par suite de la réflexion sur la surface du collecteur, alors la majeure partie du courant anodique anormal est cap-

turée par la seconde anode à l'extrémité de la configuration d'électrodes.

Si cette hypothèse est vérifiée par l'expérience, alors la mesure du courant de la deuxième anode (toutes précautions prises afin d'éviter les effets perturbateurs) donne le courant d'électrons réfléchis.

Le rapport entre le courant d'électrons réfléchis et le courant électronique incident sur le collecteur est égal au coefficient apparent de réflexion du collecteur, défini au paragraphe III.3.3. Le courant incident sur le collecteur après la coupure est égal au courant anodique en l'absence de champ magnétique (I_{Ao}), à condition que ce courant soit assez faible.

La mesure de la valeur maximale atteinte par le courant de la deuxième anode I_{A2} après la coupure, et du courant I_{Ao}, permet donc de déterminer d'une façon directe la valeur expérimentale du coefficient apparent de réflexion. L'accord de cette valeur avec les prévisions théoriques (§ III.3.1, III.5.1, III.5.3) représenterait une vérification de notre explication de l'anomalie de la coupure.

Nos prévisions théoriques concernant le coefficient apparent de réflexion se réfèrent à deux valeurs extrêmes du champ électrique appliqué, notamment aux cas des champs électriques appliqués fort et faible par rapport au champ électrique intergrains. Le choix des tensions anodiques V_{A1} a donc été dicté par ces considérations. Nous avons étudié la distribution du courant électronique sur les deux anodes dans la région de coupure, pour deux valeurs de la tension anodique : V_{A1} = 20 V et V_{A1} = 400 V. Les données qui nous ont amenée au choix de ces valeurs ont été discutées au paragraphe III.5.2.

IV.3.1 - ETUDE DE LA DISTRIBUTION DU COURANT ANODIQUE ANORMAL SUR LA SURFACE DE L'ANODE

Lorsque nous étudions la distribution du courant anodique anormal sur la surface de l'anode, il est essentiel que la deuxième anode ne recueille que les électrons

réfléchis par le collecteur, comme le prévoit la construction du dispositif présenté sur la figure 38 b. Compte tenu des considérations développées auxparagraphes IV.2.2a et IV.2.2b, nous avons réduit au maximum le courant de thermoélectrons et le courant d'électrons résultant de réflexions parasites pouvant être recueilli par la deuxième anode , par un choix judicieux des tensions appliquées sur la deuxième anode et la paroi. Les valeurs de ces tensions sont indiquées dans les légendes des figures 44 et 45.

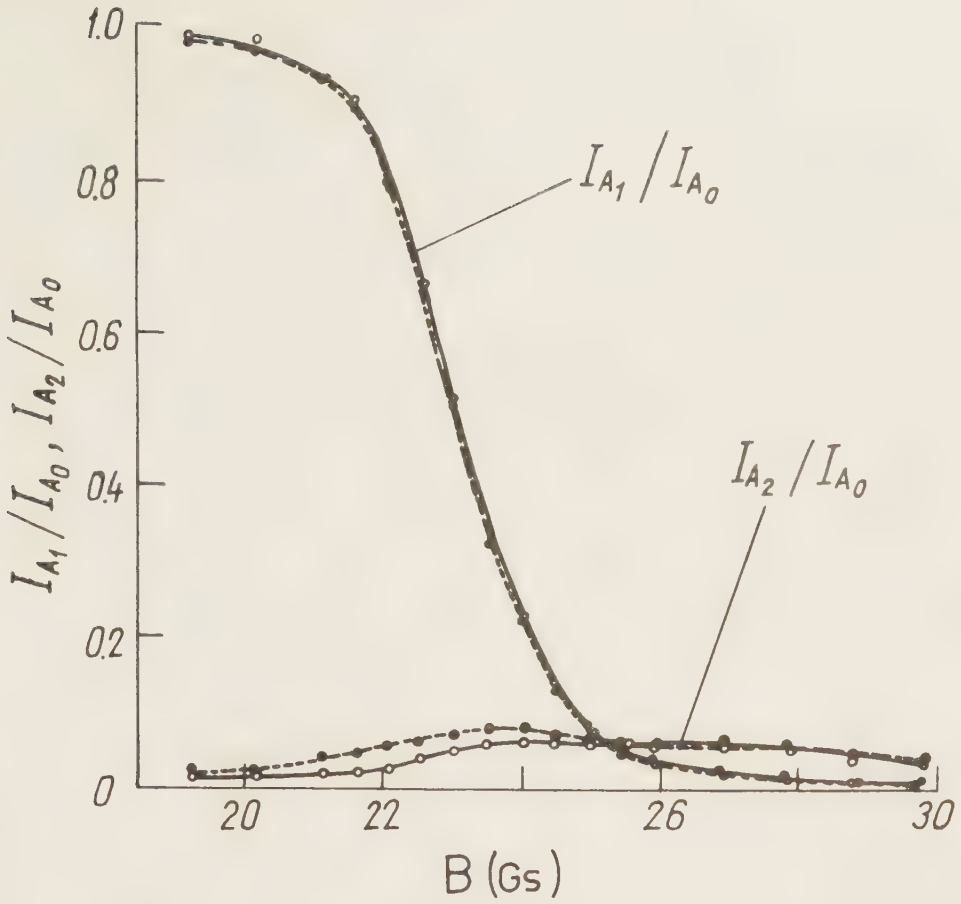
Dans les expériences présentées dans ce paragraphe, la différence de potentiel de contact émetteur-collecteur est compensée, afin de rapprocher autant que possible les conditions d'expérience des hypothèses sur lesquelles est fondé notre calcul du coefficient apparent de réflexion et des conditions du magnétron idéal.

Dans ces expériences, nous avons fait varier l'induction magnétique B et mesuré les courants sur la première anode (I_{A1}) et la deuxième anode (I_{A2}) ainsi que le courant anodique total ($I_A = I_{A1} + I_{A2}$). Les résultats sont présentés sous la forme du rapport entre ce courant et le courant anodique total correspondant à B = 0 (I_{Ao}). Les résultats obtenus pour une tension de la première anode de 20 V et 400 V sont présentés respectivement sur les figures 44 et 45.

Lorsque l'induction magnétique augmente dans la région de coupure, le courant I_{A1} recueilli par la première anode chute brutalement, tandis que le courant I_{A2} recueilli par la deuxième anode augmente, atteint un maximum après la coupure et diminue lentement ensuite.

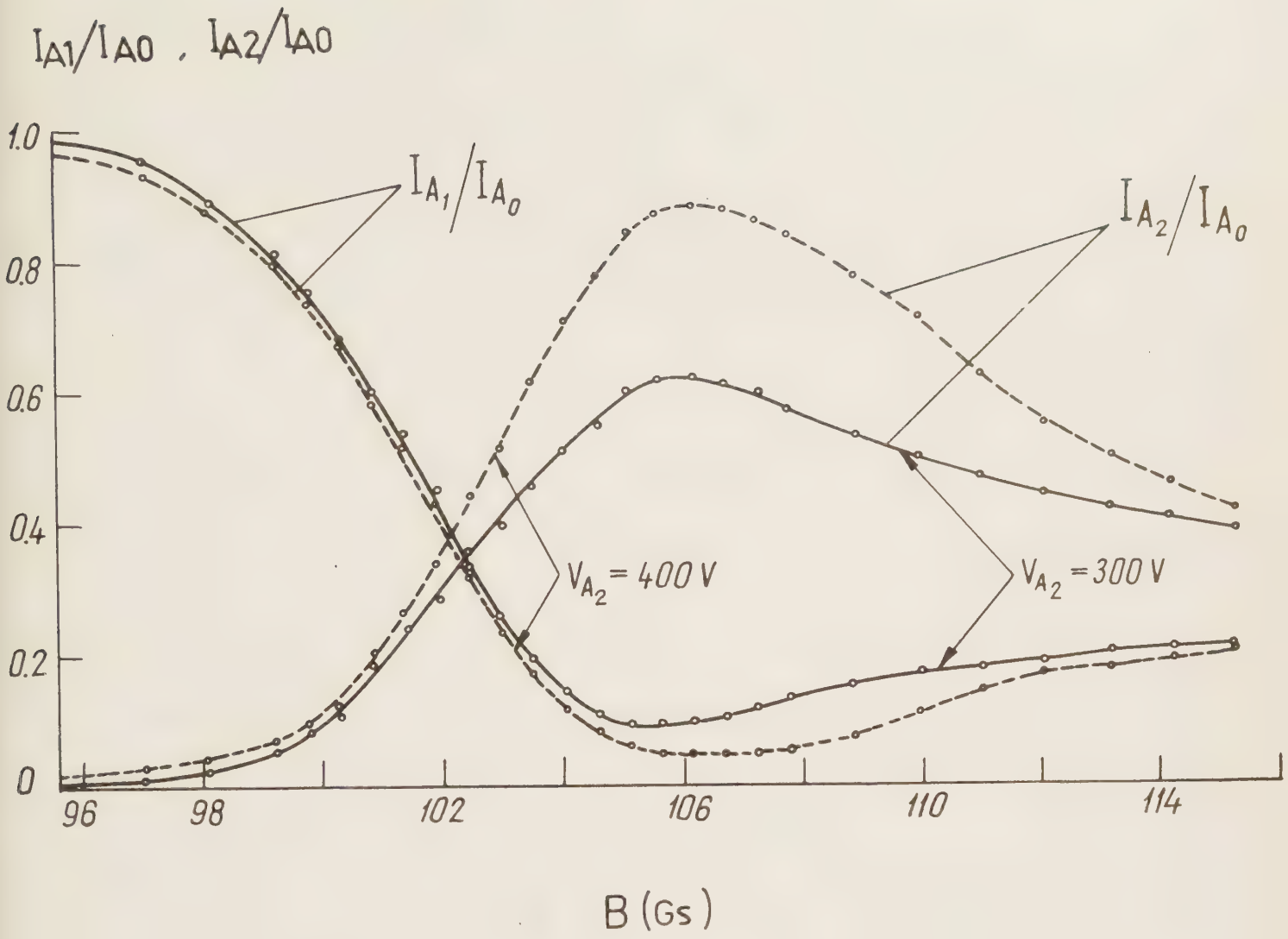
En régime de coupure, c'est précisément la deuxième anode qui recueille la majeure partie du courant anodique anormal, quoique sa longueur soit égale au quart de la longueur de la première anode. On observe donc en régime de coupure une concentration du courant anodique anormal sur la deuxième anode.

Cette concentration prouve le réalisme de l'hypothèse faite au paragraphe



- Figure 44 -

Variation des rapports I_{A1}/I_{Ao} et I_{A2}/I_{Ao} avec l'induction magnétique lorsque la différence de potentiel de contact émetteur-collecteur est compensée. Le potentiel de la paroi est égal à celui de l'émetteur.
V_{A1} = 20 V ; $I_{Ao} = 3{,}7 \times 10^{-7}$ A ; ● ● ● V_{A2} = 20 V ; o o o V_{A2} = 15 V.



- Figure 45 -

Variation des rapports I_{A1}/I_{Ao} et I_{A2}/I_{Ao} avec l'induction magnétique, lorsque la différence de potentiel de contact émetteur-collecteur est compensée. Le potentiel de la paroi est égal à celui de l'émetteur.
V_{A1} = 400 V ; $I_{Ao} = 5{,}5 \times 10^{-7}$ A ; ——— V_{A2} = 300 V ; - - - V_{A2} = 400 V.

III.1, qui consiste à affirmer qu'en régime de coupure les électrons atteignent l'anode de la triode magnétique à son extrémité.

Si nous considérons un tube dans lequel, en régime stationnaire, la paroi ne collecte pas une partie importante du courant anodique (comme c'est le cas d'une paroi en verre), la collection des électrons par l'anode à l'extrémité de la configuration d'électrodes est requise par la continuité du courant. Il peut y avoir plusieurs mécanismes déterminant l'arrivée des électrons sur l'extrémité de l'anode.

Quoique dans la diode magnétron infinie en régime de coupure les trajectoires de la plupart des électrons ne coupent pas l'anode, il semble possible que ces trajectoires finissent sur l'anode dans une configuration plane de dimensions finies, configuration dans laquelle le champ électrique à l'extrémité des électrodes a une structure assez complexe.

D'autre part, l'accumulation d'une forte charge d'espace électronique à l'extrémité des électrodes conduirait à des effets collisionnels ou à des instabilités dont la conséquence serait la fuite vers l'anode d'un certain nombre d'électrons. Ces phénomènes pourraient faire l'objet d'une étude spéciale.

Par ailleurs, la concentration du courant anodique anormal en régime de coupure sur la deuxième anode prouve que la dérive des électrons dans la direction orthogonale aux champs électrique et magnétique se produit effectivement. Comme la réflexion est le seul mécanisme possible afin d'expliquer cette dérive pour les électrons d'énergie extrêmement basse ($\sim$ 0,1 eV), le courant recueilli par la deuxième anode représente donc le courant d'électrons réfléchis par le collecteur.

IV.3.2 - MESURE DU COEFFICIENT APPARENT DE REFLEXION. COMPARAISON AVEC LES VALEURS THEORIQUES.

Les résultats présentés sur les figures 44 et 45 montrent que le niveau atteint

par le courant d'électrons réfléchis recueillis par la deuxième anode, est différent pour les cas du champ électrique fort et faible. Le niveau atteint par ce courant pour V_{A1} = 400 V est beaucoup plus haut que celui correspondant à V_{A1} = 20 V.

Le niveau du courant de la deuxième anode détermine le coefficient apparent de réflexion. C'est la raison pour laquelle le coefficient apparent de réflexion déterminé dans ces expériences prend des valeurs très différentes pour les deux cas extrêmes étudiés. En effet, le coefficient apparent de réflexion qui résulte de ces expériences est égal à 0,63 pour le cas du champ électrique appliqué fort, et à 0,06 pour le cas du champ électrique appliqué faible. Nous tenons compte dans ce calcul du coefficient apparent de réflexion des résultats obtenus pour $V_{A2} = 0{,}75\ V_{A1}$, pour les raisons présentées au paragraphe IV.2.2a.

Rappelons les prévisions théoriques pour le coefficient apparent de réflexion R, afin de pouvoir les comparer avec les valeurs expérimentales. A champ appliqué fort, R = 0,62 lorsque nous admettons que $\bar{r}'_c = 0$ et que la surface non-homogène de l'émetteur est identique à la surface du collecteur (III.5.1 et figure 34). Pour $\bar{r}'_c$ fini, R > 0,62. A champ appliqué faible, d'après Heil (1967), $R \sim 0{,}06$, indépendamment des dimensions des grains et de leur travail de sortie (§ III.3.1).

L'accord des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques est donc satisfaisant. On peut noter avec satisfaction que dans le cas du champ électrique appliqué faible, la valeur R obtenue dans les présentes expériences est extrêmement proche de la valeur théorique. La valeur expérimentale R = 0,10 obtenue au paragraphe III.5.3 était plus grande que la valeur théorique, par suite de la présence des thermoélectrons dans le courant anodique anormal total, dont nous tenions compte dans la détermination de R. Rappelons, d'autre part, que la variation du courant de thermoélectrons avec B/B_c est, d'après Lindsay, plus lente dans

le cas d'une tension appliquée faible (figure 4). Il est donc normal que l'amélioration de notre méthode de mesure fasse converger le coefficient apparent de réflexion expérimental à champ électrique faible vers la valeur théorique.

L'accord des valeurs expérimentales et théoriques du coefficient apparent de réflexion à champ électrique appliqué fort et faible permet de conclure que l'explication de l'anomalie de la coupure par la réflexion des électrons sur le collecteur est valable.

IV.4 - VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA THEORIE DE LINDSAY

IV.4.1 - CARACTERISTIQUE INTRINSEQUE DE COUPURE A COURANT D'EMISSION TRES FAIBLE. COMPARAISON AVEC LA THEORIE DE LINDSAY.

La théorie de Lindsay (1961 b) tient compte uniquement de la présence des thermoélectrons; c'est la raison pour laquelle l'étude de la variation, en fonction du champ magnétique, du courant de thermoélectrons recueillis par la première anode de notre dispositif (figure 38 b) peut servir à la vérification expérimentale de la théorie de Lindsay.

Lorsque nous étudions la caractéristique intrinsèque de coupure, il est essentiel que la première anode ne recueille que les thermoélectrons. En revanche, la mesure du courant d'électrons réfléchis recueillis par la deuxième anode n'est pas essentielle.

Compte tenu des considérations développées au paragraphe IV.2.2d, nous avons réduit au minimum le courant résultant de réflexions parasites pouvant être recueilli par la première anode, par un choix judicieux des tensions appli-

quées sur le collecteur, la deuxième anode et la paroi. Les valeurs de ces tensions sont indiquées dans les légendes des figures 47 - 50.

D'autre part, la théorie de Lindsay ne tient pas compte de la présence d'électrons rapides. Nous ferons donc nos expériences dans des conditions où les électrons rapides n'ont pas un effet dominant. Nous avons montré au paragraphe III.5.2 qu'il était possible de réduire le courant d'électrons rapides à des valeurs négligeables dans la région de coupure, en travaillant avec un courant électronique extrêmement bas.

Le fait de travailler avec un courant électronique très faible est d'autre part très utile pour vérifier au voisinage du champ magnétique critique la théorie de Lindsay pour le régime contrôlé par le champ magnétique. En effet, cette théorie suppose que la distribution de potentiel satisfait à la relation (I.41), que nous recopions sous la forme :

$$V_A \left(\frac{x}{d}\right) - \frac{e}{2m} B^2 \times (d - x) < V(x) < V_A \frac{x}{d} \qquad \text{(IV.3)}$$

Pour $B = B_c = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{V_A^{\frac{1}{2}}}{d}$ (I.58), l'équation (IV.3) devient :

$$V_A \left(\frac{x}{d}\right)^2 < V(x) < V_A \frac{x}{d} \qquad \text{(IV.4)}$$

La relation (IV.4) montre qu'au voisinage de B_c, la distribution de potentiel ne doit pas comporter de minimum de potentiel pour que la théorie de Lindsay du régime contrôlé par le champ magnétique soit valable. Cependant, si l'on travaille avec un courant suffisamment faible, on pourra admettre que l'effet de charge d'espace est négligeable et que l'on est toujours dans le régime contrôlé par le champ magnétique.

Nous avons représenté respectivement sur les figures 47 et 48, la caractéristique intrinsèque de coupure mesurée pour la tension anodique de 20 V et 400 V, et la température de l'émetteur de 1000 °K.

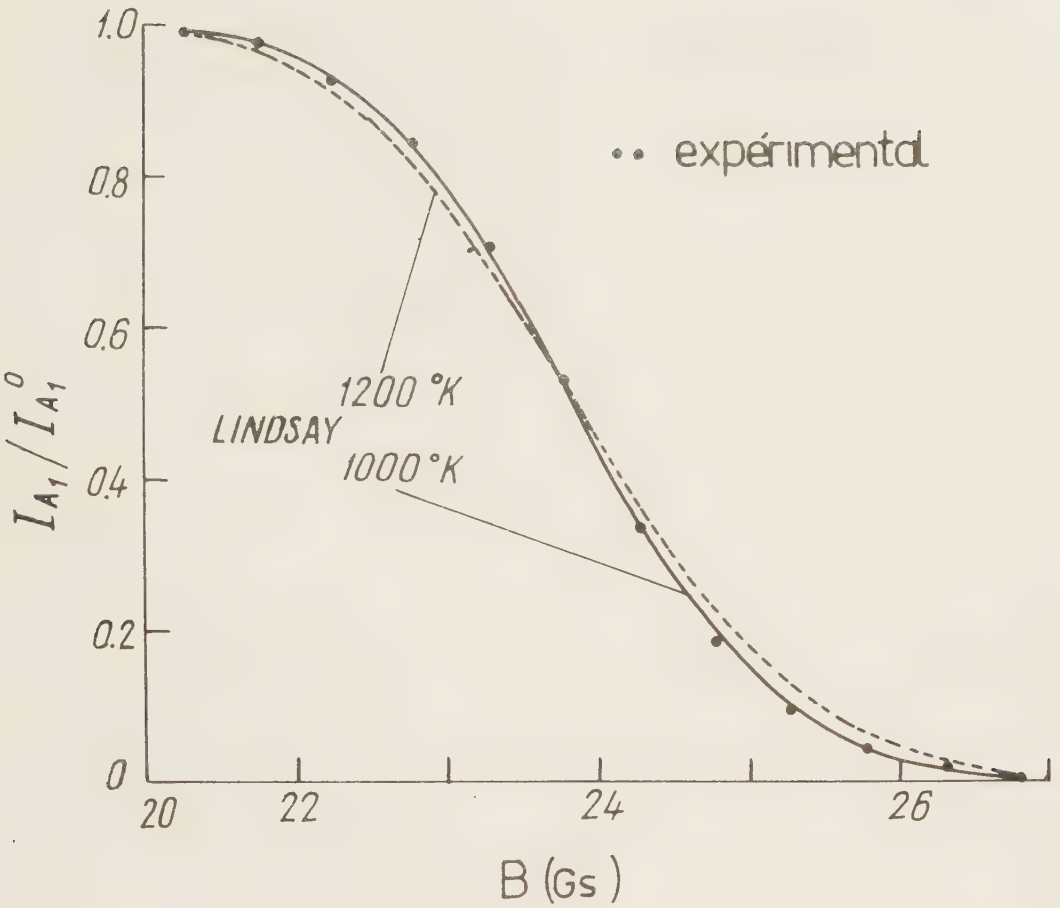
Nous avons représenté sur les mêmes figures la caractéristique prévue par la théorie de Lindsay (1961 b) pour le régime contrôlé par le champ magnétique (§ I.4, équation (I.49)), pour la température réelle de l'émetteur (1000 °K). De plus, nous avons représenté la caractéristique calculée pour une température de l'émetteur de 1200 °K, supérieure à celle réelle.

On peut remarquer sur la figure 47 (V_A = 20 V) le bon accord entre les données expérimentales et la courbe théorique de Lindsay calculée pour la température réelle de l'émetteur. Un accord tout aussi satisfaisant a été obtenu pour des tensions anodiques de 100 V et 200 V. Cependant, pour $V_A \geq 400$ V, les résultats expérimentaux sont plutôt en accord avec une courbe théorique de Lindsay calculée pour une température de l'émetteur légèrement supérieure à la température réelle (figure 48).

IV,4.2 – EFFET DE LA DENSITE DE COURANT SUR LA CARACTERISTIQUE INTRINSEQUE DE COUPURE

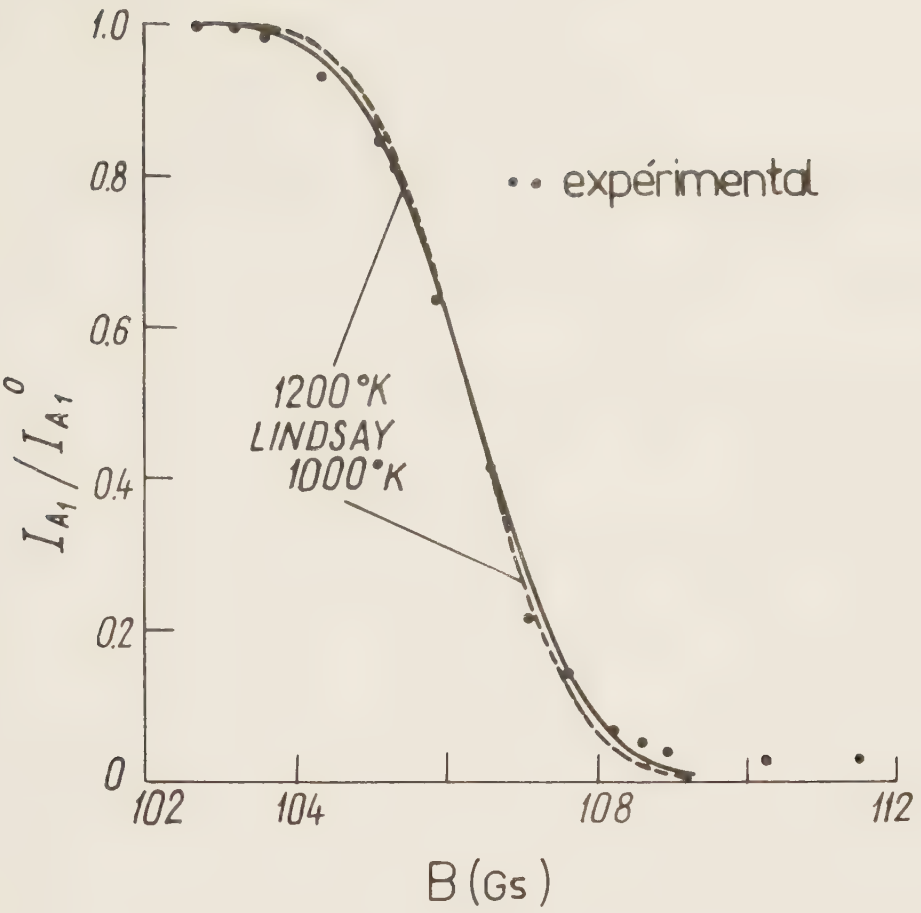
Examinons l'effet de la température de l'émetteur et du courant d'émission sur la caractéristique intrinsèque de coupure.

La théorie du régime contrôlé par le champ magnétique de Lindsay (1961 b) prévoit un changement de forme de la caractéristique de coupure par suite de la variation de la température de l'émetteur. Ce changement est illustré pour le cas de notre configuration d'électrodes (d = 0,7 cm) par la figure 6, pour V_A = 400 V et trois valeurs de la température de l'émetteur (1000 °K, 2000 °K et 3000 °K) et



- Figure 47 -

Comparaison de la caractéristique intrinsèque de coupure mesurée pour une température de l'émetteur de 1000 ºK et V_A = 20 V , I_{A1o} = 4,2x10^{-7} A , V_w = 10 V , V_C = + 3,5 V (• • •) avec les caractéristiques de coupure calculées en utilisant la théorie de Lindsay (équation I.49), pour deux valeurs de la température de l'émetteur : —— 1000ºK et --- 1200ºK.



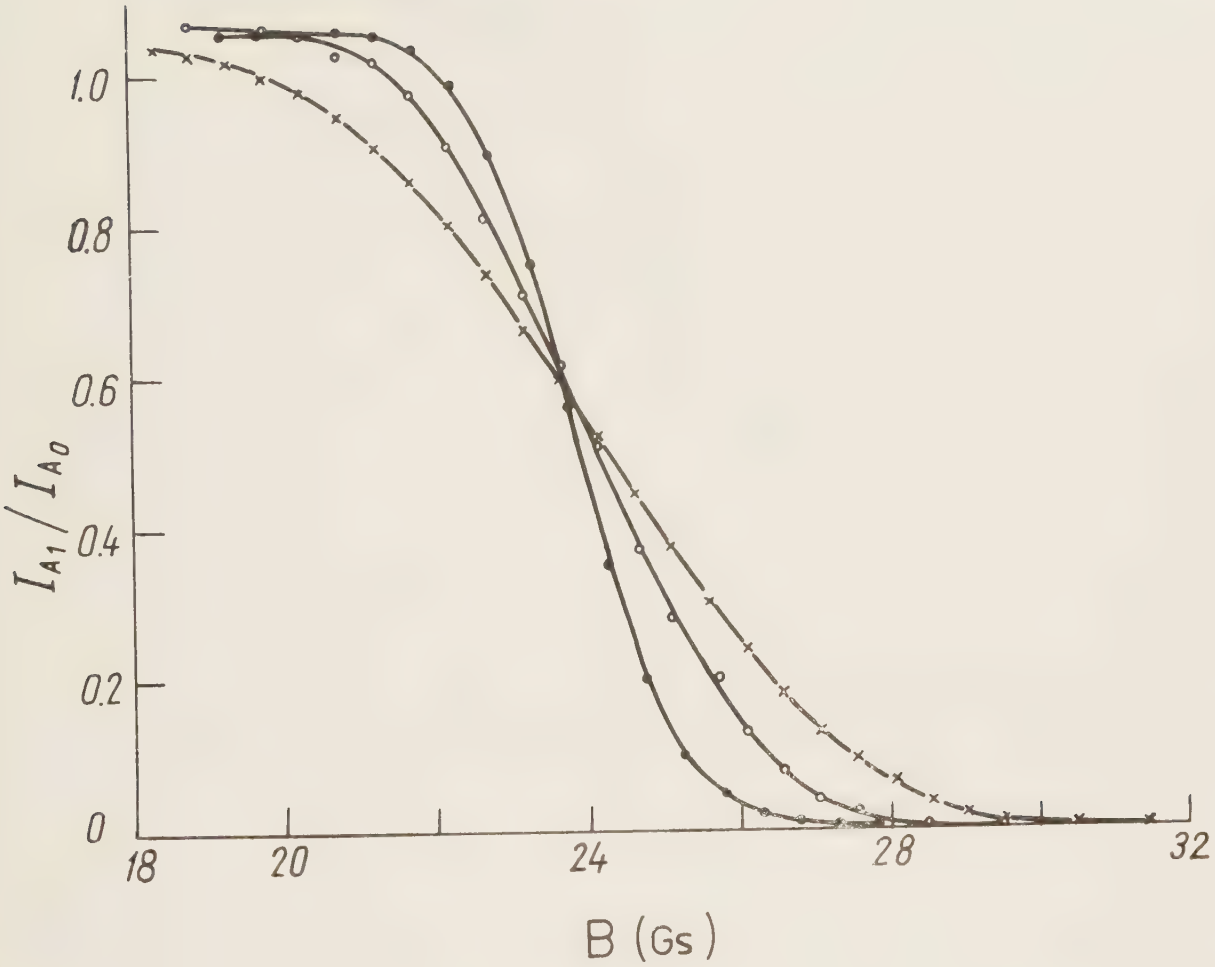
- Figure 48 -

Comparaison de la caractéristique intrinsèque de coupure mesurée pour une température de l'émetteur de 1000 ºK et V_A = 400 V , V_w = 200 V , I_{A1o} = 5,2x10^{-7} A , V_C = + 5 V (• • •), avec les caractéristiques de coupure calculées en utilisant la théorie de Lindsay (équation I.49) pour deux valeurs de la température de l'émetteur : --- 1000 ºK et —— 1200 ºK.

par les figures 47 et 48 pour deux valeurs de la température (1000 °K et 1200 °K) et, respectivement, V_A = 20 V et 400 V. Nous avons souligné au paragraphe I.4 que la figure 6 illustrait l'effet lié à l'augmentation du courant d'émission et de la charge d'espace uniquement lorsque les restrictions imposées par (I.41) sont respectées, c'est-à-dire tant que la diode est en régime contrôlé par le champ magnétique.

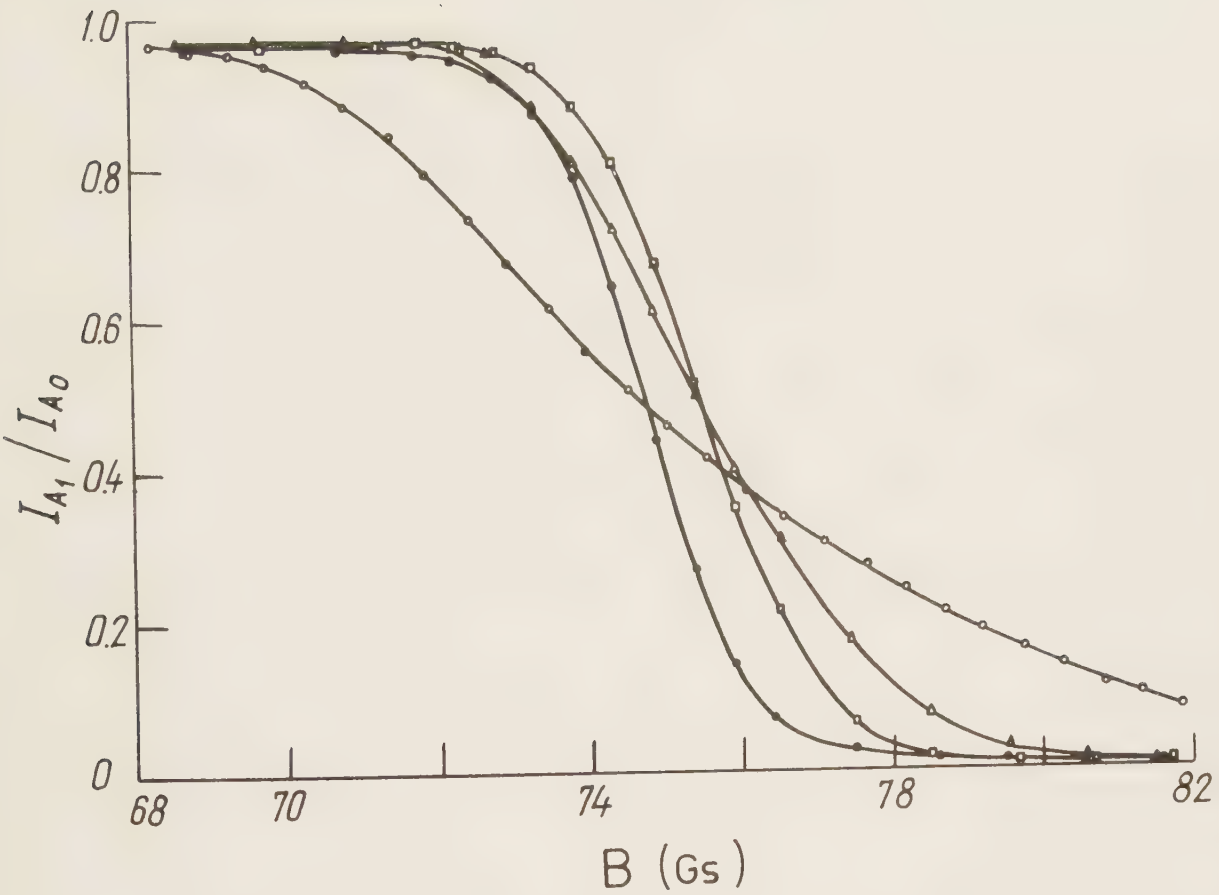
Les caractéristiques intrinsèques de coupure mesurées pour différentes températures de l'émetteur sont présentées sur les figures 49 et 50 pour V_A = 20 V et V_A = 200 V, respectivement. Dans les deux cas, les caractéristiques intrinsèques de coupure, mesurées pour le courant $I_{Ao} = 5\times10^{-7}$ A sont en accord avec les prévisions de (I.49) pour la température réelle de l'émetteur, comme nous l'avons discuté au paragraphe IV.4.1. Lorsque le courant d'émission dépasse une valeur limite, on observe un élargissement de la largeur effective de la région de coupure. L'élargissement de la caractéristique de coupure, prévu par (I.49) pour une variation de la température de 200 °K, n'est pas suffisant pour expliquer les résultats expérimentaux. L'écart de température entre les courbes extrêmes présentées sur la figure 49 est inférieur à l'intervalle de 200 °K qui sépare les courbes calculées sur la figure 47. Mais la comparaison des figures 47 et 49 montre que l'élargissement observé est plus important que celui prévu par (I.49) pour une variation de 200 °K de la température. Pour V_A = 200 V, la valeur limite du courant pour laquelle les mesures sont en accord avec I.49 est de 10^{-4} A (ou 4×10^{-4} A/cm^2), tandis que pour V_A = 20 V, cette valeur limite est inférieure à 10^{-4} A.

Il faut alors conclure que l'élargissement observé des caractéristiques intrinsèques de coupure mesurées est dû à la charge d'espace; lorsque le courant d'émission augmente au-delà d'une valeur limite, la distribution de potentiel dans notre diode magnétron ne respecte plus les restrictions imposées par (I.41) ou



- Figure 49 -

Comparaison des caractéristiques intrinsèques de coupure mesurées pour plusieurs valeurs de la densité de courant d'émission. V_A = 20 V , V_w = 10 V , V_C = + 3,5 V ; ● ● ● $I_{Ao} = 4{,}4 \times 10^{-7}$ A , o o o $I_{Ao} = 1{,}2 \times 10^{-4}$ A , x x x $I_{Ao} = 2{,}04 \times 10^{-4}$ A.



- Figure 50 -

Comparaison des caractéristiques intrinsèques de coupure mesurées pour plusieurs valeurs de la densité de courant d'émission électronique.

V_A = 200 V , V_w = 100 V , V_C = + 5 V , ● ● ● I_{Ao} = $5,6 \times 10^{-7}$ A ,

■ ■ ■ I_{Ao} = $1,4 \times 10^{-4}$ A , △ △ △ I_{Ao} = $1,2 \times 10^{-3}$ A , ○ ○ ○ I_{Ao} = $3,4 \times 10^{-3}$ A.

(IV.3) et, plus spécialement pour $B = B_c$, par (IV.4). En particulier, l'apparition d'un minimum de potentiel devant la cathode représente une violation de (IV.4).

Lindsay et Goodell (1965) ont trouvé qu'un tel minimum de potentiel est présent dans tous les cas qu'ils ont examiné (qui correspondent au régime de fonctionnement des canons à champs croisés), et en particulier dans une diode semblable à la nôtre (d = 0,622 cm, V_A = 360 V; rappelons que la distance anode-cathode dans notre dispositif est de 6,34 mm). Pour un courant de 40 mA, ou une densité de courant d'émission de 0,3 A/cm^2 et pour B = 151 Gauss ou $B/B_c = 1,5$, Lindsay et Goodell ont montré qu'il y a devant la cathode un minimum de potentiel situé à 1,56 % de la distance anode-cathode; la profondeur de ce minimum est de 0,132 % de la différence de potentiel entre la cathode et l'anode. Si pour $B = B_c$ ce minimum de potentiel de disparaît pas, et il n'y a pas de raison de l'affirmer, la diode magnétron étudiée par Lindsay et Goodell s'y trouvera contrôlée par le champ électrique (§ I.7), bien que pour $B/B_c = 1,5$ elle soit contrôlée par le champ magnétique.

Tenant compte des calculs de Lindsay et Goodell (1965), on peut donc admettre que pour la tension de 200 V utilisée dans nos expériences et donc inférieure à la tension considérée dans le calcul par Lindsay et Goodell, la formation d'un minimum de potentiel correspond à un courant d'émission d'environ 10^{-3} A ou à une densité de courant d'émission de 4×10^{-3} A/cm^2, et qu'à partir de cette valeur du courant d'émission, la diode ne se trouve plus, dans la région de coupure, en régime contrôlé par le champ magnétique.

Nous avons donc mis en évidence l'élargissement de la caractéristique intrinsèque de coupure, lié à l'augmentation du courant d'émission et de la charge d'espace.

L'élargissement de la caractéristique de coupure dû à l'augmentation de la charge d'espace était à prévoir. Gabor et Sims (1955) s'y réfèrent sans même l'avoir observé. La mesure des caractéristiques apparentes de coupure a toujours montré la tendance opposée (une coupure plus raide lorsque le courant d'émission augmente - § II.4), mais qui n'a pas pu être expliquée (Fulop, 1958, Mouthaan et Fulop, 1968). C'est précisément par suite de ceci que la coupure du courant dans le magnétron a acquis le caractère d'une anomalie. Nos résultats ont montré que cette variation de la forme des caractéristiques apparentes de coupure est liée à l'interaction de deux phénomènes : la réflexion des électrons sur le collecteur, d'une part, et les effets de charge d'espace qui affectent la fraction du courant électronique émis prenant part à la dérive dans les champs croisés, d'autre part.

Les futures recherches devraient vérifier si la théorie de Lindsay (1964) pour la diode magnétron contrôlée par le champ électrique (§ I.7) explique entièrement la forme des caractéristiques intrinsèques mesurées à courants plus forts au voisinage de B_c.

Il est intéressant d'analyser nos résultats concernant la caractéristique intrinsèque de coupure du point de vue développé par Buneman, Levy et Linson (1966) sur la stabilité des dispositifs à champs croisés. D'après ces auteurs, le paramètre $q = (\omega_p/\omega_c)^2 = Nm/\mathcal{E}_o B^2$ (ω_p = fréquence plasma) a une importance considérable pour la définition de la stabilité des faisceaux électroniques dans les champs croisés. Analysant le fonctionnement de différents dispositifs à champs croisés, Buneman, Levy et Linson ont montré que la valeur $q \approx 0,2$ représente la limite pratique pour la région de stabilité; la stabilité correspond aux basses densités électroniques ($q \lesssim 0,2$), la région des fortes densités ($q \gtrsim 0,3$) est caractérisée par l'instabilité et par la génération de micro-ondes. Nous avons présenté sur le

tableau II les valeurs q estimées pour les différentes courbes présentées sur les figures 49 et 50. Dans les cas où nous avons trouvé un bon accord avec la théorie de Lindsay du régime contrôlé par le champ magnétique (les valeurs q soulignées au tableau II), les valeurs q se situent dans le domaine de stabilité défini par Buneman, Levy et Linson (1966). Ceci montre qu'une condition nécessaire pour trouver un accord des expériences avec la théorie de Lindsay consiste à effectuer les expériences dans le domaine de stabilité mentionné.

Un problème qui reste ouvert est de savoir si l'élargissement de la caractéristique de coupure à forte densité de courant est uniquement le résultat de l'augmentation de la charge d'espace (qui rend la théorie de Lindsay de la diode contrôlée par le champ magnétique inapplicable) ou s'il est aussi le résultat des instabilités prédites par la théorie de Buneman, Levy et Linson.

Tableau II

V_A	I	$q = \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2$
V	A	
20	$4{,}4.10^{-7}$	$1{,}4.10^{-3}$
	$1{,}2.10^{-4}$	0,375
	$2{,}04.10^{-4}$	0,64
200	$5{,}6.10^{-7}$	$5{,}8.10^{-5}$
	$1{,}4.10^{-4}$	0,014
	$1{,}2.10^{-3}$	0,12
	$3{,}4.10^{-3}$	0,35

IV.4.3 – LA THEORIE DE LINDSAY. VERIFICATION EXPERIMENTALE.

Nous avons donc prouvé l'existence d'un accord entre les prévisions de l'équation (I.49) de la théorie de Lindsay (1961 b) pour le régime contrôlé par le champ magnétique, et l'expérience, dans toute la région de coupure c'est-à-dire pour des valeurs $B \lesssim B_c$. Rappelons que dans la théorie de Lindsay, B_c correspond à une valeur $I_A/I_{Ao} = 0,5$. Nous avons prouvé l'existence de l'accord à partir du début effectif de la région de coupure à $I_A/I_{Ao} = 1$, pour une variation de courant de deux décades. Ceci a été possible parce que, d'une part, nous avons éliminé la contribution des électrons réfléchis au courant anodique, et que, d'autre part, nous avons choisi un courant d'émission assez faible.

Il est intéressant de discuter les résultats obtenus par Smol (1971) après nos publications (Bacal, 1970 , Bacal, Cristescu et Voci, 1970), affirmant l'existence de l'accord de la théorie de Lindsay avec l'expérience.

Smol a étudié la caractéristique de coupure du courant sur une petite anode de mesure située à la sortie d'un canon à électrons à champs croisés, du type développé par Reddish et Smol (1962). Cette anode est entourée par des anodes de garde qui la séparent, en particulier de l'électrode que nous appelons deuxième anode.

Travaillant à une densité de courant (10^{-1} A/cm^2) supérieure à la nôtre, Smol a montré que la variation sur 4–5 décades du courant de l'anode de mesure était en accord avec l'équation (I.49) de la théorie de Lindsay. Mais cet accord est observé à partir d'une valeur $B = 1,15\ B_c$ ou pour des valeurs $I_A/I_{Ao} < 10^{-2}$. Par contre, les résultats de Smol ne sont pas en accord avec l'équation (I.49) dans la partie initiale de la région de coupure, autour du champ magnétique critique où I_A/I_{Ao} est compris entre 1 et 10^{-2}.

Smol attribue le désaccord dans la partie initiale de la région de coupure au fait que sa diode n'est plus contrôlée par le champ magnétique au voisinage immédiat de B_c. Le calcul de Lindsay et Goodell (1965) pour une diode magnétron proche de celle de Smol le confirme. Nous avons par ailleurs invoqué ce même argument (§ IV.4.2) afin d'expliquer l'élargissement de nos courbes pour des courants se rapprochant de ceux utilisés par Smol.

L'analyse des résultats de Smol nous permet de conclure :

a) la théorie de Lindsay du régime contrôlé par le champ magnétique (équation I.49) est aussi vérifiée à des courants plus forts que ceux utilisés dans nos expériences. Mais, pour les courants forts, l'accord existe uniquement dans la partie finale de la région de coupure ($B > B_c$), car c'est uniquement dans cette partie que la diode magnétron se trouve en régime contrôlé par le champ magnétique.

b) la théorie de Lindsay du régime contrôlé par le champ magnétique ne peut être vérifiée dans toute la région de coupure que pour les faibles courants d'émission que nous avons utilisés dans nos expériences.

c) l'accord de l'expérience avec la théorie de Lindsay (1961 b) que nous avons trouvé pour la première fois à courant très bas, est très général dans la configuration plane du magnétron.

IV.5 - INTERPRETATION DE L'EFFET DE LA DENSITE DE COURANT SUR LA CARACTERISTIQUE APPARENTE DE COUPURE

Au chapitre III, nous avons discuté le cas d'une dicde magnétron qui, en l'absence de champ magnétique, est limitée par la température, c'est-à-dire le cas des courants d'émission très faibles. Dans ce cas, le courant incident sur le collecteur, c'est-à-dire le courant "injecté" dans l'espace collecteur-anode, ne dépend pas du champ magnétique; il est égal au courant anodique en l'absence de champ magnétique.

Lorsque le courant d'émission augmente et que la diode est limitée par la charge d'espace, le courant maximum qui peut être injecté dans l'espace collecteur-anode ne peut dépasser une valeur limite qui dépend du champ magnétique. Epsztein (1958) a trouvé l'expression du courant limité par la charge d'espace qui, avec nos notations, a la forme suivante :

$$\frac{I_A + I_C}{I_{Ao}} = \frac{B_c}{B} \qquad \text{(IV.5)}$$

où I_{Ao} est le courant limité par la charge d'espace en l'absence de champ magnétique. Nous avons représenté la courbe prédite par (IV.5) sur la figure 51. Nous y avons porté également les valeurs expérimentales pour le même rapport. On peut noter que le courant injecté ne varie que peu en fonction de B/B_c dans le cas d'un courant très faible (courbe 1, diode limitée par la température en l'absence de champ magnétique).

Par contre, le courant injecté chute assez rapidement lorsque le champ magnétique augmente dans le cas d'un courant fort (courbes 2 et 3, diodes limitées par la charge d'espace en l'absence de champ magnétique). La variation du rapport $I_A + I_C/I_{Ao}$ est en bon accord avec la prévision de l'équation (IV.5).

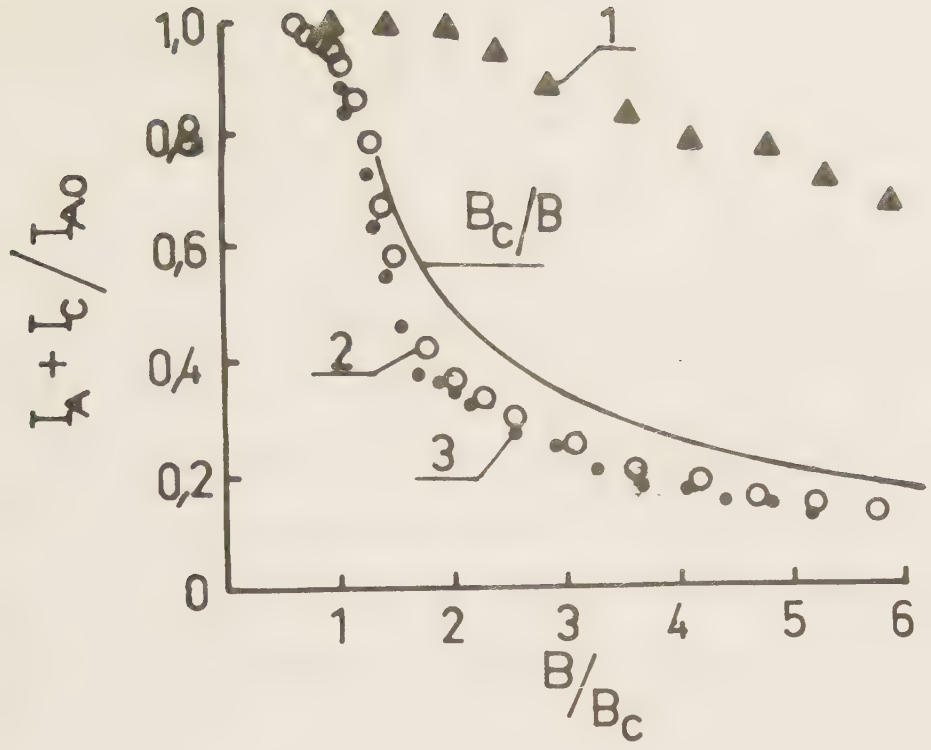
La chute plus rapide du rapport I_A/I_{Ao} pour les courants forts est donc liée à la limitation, par la charge d'espace, du courant électronique incident sur le collecteur.

On peut tenir compte dans les équations (III.1) et (III.2) de la limitation par la charge d'espace du courant injecté. Ces nouvelles expressions, valables uniquement pour le cas des courants forts limités par la charge d'espace, sont les suivantes :

$$I_A = (\bar{r})^n \frac{B_c}{B} I_{Ao} \qquad (IV.6)$$

$$I_C = \left[1 - (\bar{r})^n\right] \frac{B_c}{B} I_{Ao} \qquad (IV.7)$$

La forme des caractéristiques apparentes de coupure est donc liée à l'interaction de deux phénomènes : la réflexion des électrons sur le collecteur, d'une part, et les effets de charge d'espace qui affectent la fraction du courant électronique émis par la cathode prenant part à la dérive dans les champs croisés, d'autre part.



- Figure 51 -

Variation du rapport $\frac{I_A + I_C}{I_{Ao}}$ en fonction de B/B_c, pour un courant faible (1 ▲▲, I_{Ao} = 48,5 μA, V_A = 100 V) et des courants forts, limités par la charge d'espace (2 oo, I_{Ao} = 18,6 mA, V_A = 100 V; 3 ••, I_{Ao} = 7,9 mA, V_A = 50 V). Notons que les courbes 2 et 3, qui correspondent à différentes tensions mais à un courant limité par la charge d'espace, coïncident; elles sont en accord avec la courbe théorique (Eq. IV.5) prédite par Epsztein (1958).

C O N C L U S I O N

Nous avons étudié l'anomalie de la coupure dans une configuration plane ouverte que nous appelons triode magnétique.

Nous avons montré qu'il était possible de trouver, pour des densités de courant faibles, des états stationnaires stables, caractérisés par un nombre négligeable d'électrons rapides et par une température électronique égale à la température de la cathode, et donc extrêmement basse. Cette observation est faite pour la première fois dans un magnétron.

Nous avons trouvé que l'anomalie de la coupure persistait dans ces conditions. Nous avons donc prouvé que l'anomalie de la coupure n'est pas nécessairement liée à la présence d'électrons rapides ou secondaires produits par ces électrons rapides.

Nous avons observé une concentration du courant anodique anormal à l'extrémité de l'anode située dans la direction $[\vec{E}\vec{x}\vec{B}]$. Cette concentration montre l'existence d'une dérive des thermoélectrons dans la direction $[\vec{E}\vec{x}\vec{B}]$: les électrons retournant au collecteur voyant leur dérive prolongée par un phénomène d'interaction avec la surface.

Nous avons montré qu'en l'absence d'électrons rapides, la réflexion est le seul mécanisme d'interaction électron-surface qui puisse être invoqué pour expliquer la dérive dans la direction $[\vec{E}\vec{x}\vec{B}]$ des électrons de basse énergie ($\sim$ 0,1 eV).

Nous avons développé un modèle théorique décrivant le processus de réflexion compte tenu de l'état de surface et du champ électrique au voisinage de celle-ci. En effet, la réflexion d'une surface homogène ne permet pas d'expliquer la totalité des observations. Nous avons trouvé une explication cohérente des observations en tenant compte de la non-homogénéité du travail de sortie de la surface collectrice.

Nous avons montré que le coefficient apparent de réflexion des électrons sur une

surface non-homogène est déterminé par le rapport entre le champ électrique appliqué et le champ électrique inter-grains.

Notre modèle de réflexion nous a permis de rendre compte de la caractéristique anormale de coupure du magnétron plan.

Les mesures de caractéristiques de coupure dans les cas des champs électriques fort et faible par rapport au champ électrique inter-grains ont confirmé notre modèle théorique de réflexion.

Nous avons donc montré que le courant anodique anormal était formé de deux groupes d'électrons : électrons ayant subi la réflexion sur le collecteur, et ceux ne l'ayant pas subie.

Nous avons alors amélioré notre méthode de mesure de la caractéristique de coupure en déterminant séparément le courant d'électrons formant chacun de ces deux groupes.

La mesure de la caractéristique liée aux électrons réfléchis nous a permis de déterminer le coefficient apparent de réflexion, qui est en accord avec les prévisions théoriques et les mesures du courant anodique anormal total. L'accord des résultats expérimentaux obtenus par les deux méthodes est lié au fait que les électrons réfléchis représentent la majeure partie du courant anodique anormal en régime de coupure. Nous avons donc prouvé que la réflexion des électrons sur le collecteur était la cause de l'anomalie de la coupure.

D'autre part, nous avons trouvé que la caractéristique de coupure mesurée liée aux électrons non-réfléchis, que nous appelons caractéristique intrinsèque de coupure, est en bon accord avec les prévisions de la théorie de Lindsay (1960 b) pour la température réelle de la cathode lorsque le courant d'émission est inférieur à une valeur limite (10^{-4} A pour une tension anodique de 200 V).

Nous avons réussi à prouver l'existence de cet accord dans toute la région de coupure, c'est-à-dire pour des valeurs du champ magnétique supérieures, égale et inférieures à la valeur critique, et pour une variation du courant anodique de deux décades,

ou pour une variation du rapport I_A/I_{Ao} entre 1 et 10^{-2}.

Ceci a été possible parce que, d'une part, nous avons éliminé la contribution des électrons réfléchis au courant anodique anormal, et que, d'autre part, nous avons choisi un courant d'émission assez faible.

Rappelons que la théorie de Lindsay (1960 b) du régime contrôlé par le champ magnétique ne peut être vérifiée dans toute la région de coupure que pour les courants d'émission faibles que nous avons utilisés.

Les résultats obtenus par Smol (1971) ont confirmé nos observations publiées en 1970, sur l'accord de la théorie de Lindsay (1960 b) avec l'expérience. Smol a montré qu'à courant plus fort, l'accord de cette théorie avec l'expérience est limité à la partie finale de la région de coupure, au-delà d'une valeur du champ magnétique supérieure à la valeur critique; dans la partie initiale de la région de coupure, la diode magnétron est en régime contrôlé par le champ électrique. La théorie de Lindsay (1964) pour ce régime ne permettant pas de calculer la caractéristique de coupure sans connaître la distribution de potentiel, la comparaison avec l'expérience n'a pas encore été faite.

Nous avons d'autre part montré que la caractéristique intrinsèque de coupure mesurée subit, au voisinage de B_c, un élargissement lorsque la température de l'émetteur augmente et que le courant d'émission dépasse une certaine valeur limite. Nous attribuons cet élargissement à l'augmentation de l'effet de charge d'espace, qui fait passer la diode dans le régime contrôlé par le champ électrique.

Il appartiendrait à des recherches ultérieures de préciser ce point, d'une part en explicitant la théorie de Lindsay (1964) dans le régime contrôlé par le champ électrique, et, d'autre part, en mesurant les caractéristiques intrinsèques de coupure à des fortes densités de courant.

Cependant, une telle étude expérimentale demande que l'on soit dans un régime stable tel que le paramètre $(\omega_p/\omega_c)^2$ soit inférieur à 0,2 (Buneman, Levy, Linson, 1966), de sorte qu'une autre cause d'élargissement : les instabilités, soit absente.

REFERENCES

Alleau T., Desplat J.L., 1968, Proc. of the Symp. on Thermionic Electrical Power Generation, Stresa, Euratom, p. 337.

Aström E.D., 1948, Trans. of the Royal Institute of Technology Stockholm, 22, 70.

Bacal M., 1963, Stud. Cerc. Fiz., 14, 589.

Bacal M., 1964 a, J. Electron. Control, 16, 257.

Bacal M., 1964 b, J. Electron. Control, 17, 405.

Bacal M., Bornaz M., 1965 a, Rev. Roumaine de Physique, 10, 325.

Bacal M., Bornaz M., 1965 b, Rev. Roumaine de Physique, 10, 337.

Bacal M., Cristescu M., 1967, Rev. Roumaine de Physique, 12, 669.

Bacal M., Theodorescu M., 1967, Third Czechoslovak Conf. on Electron. and Vacuum Phys. Trans., Academia, Prague, p. 397.

Bacal M., 1968, J. Appl. Phys., 39, 2687.

Bacal M. Cristescu M., 1968, Zeitschrift für Physik, 213, 171.

Bacal M., 1970, Proc. of the Eighth Intern. Conf. on Microwave and Optical Generation and Amplification, Amsterdam, September 1970.

Bacal M., Cristescu M., Voci C., 1970, Int. J. Electron., 28, 149.

Bacal M., 1971, Proc. X^{th} Intern. Conf. Phenomena in Ionized Gases (Donald Parsons, Oxford), p. 114.

Bacal M., Cristescu M., 1971, Surf. Sci., 26, 230.

Beck A.H.W., 1953, Thermionic Valves (Cambridge, University Press), Ch. 1, Sec. 1.1.

Bolshov V.G., 1960, Radiotekhn. Elektron., 5, 1241.

Brillouin L., 1940, J. Phys. Radium, 1, 233.

Brillouin L., 1951, Advanc. Electron., 3, 85.

Bronstein I.M., Fraiman B.S., 1969, "L'émission secondaire électronique" (en russe), Nauka, Moscou.

Buneman O., Levy R.H., Linson L.M., 1966, J. Appl. Phys., 37, 3203.

Butusov M.M., Fridrihov S.A., 1964, Zh. Teckh. Fiz., 34, 288.

Comsa G., Iosifescu B., 1961, Stud. Cerc. Fiz. XII, 435.

Coste J., Dagens L., 1963, J. Electron. Control, 14, 129.

Cox G., A. Reddish, Ward D.W., Damon L., 1973, Proceedings of the 1973 European Microwave Conference, vol. 2, C-13-1.

Delcroix J.L., 1954, Annales de Physique, 9, 259.

Delcroix J.L., 1963, "Physique des Plasmas", tome I, Dunod, Paris.

Epsztein B., 1958, Effets de la charge d'espace sur les faisceaux électroniques minces, thèse de doctorat ès sciences physiques présentée à l'Université de Paris.

Favre M., 1958, Proc. IEE, Part. B, suppl. 10, 105, 533.

Fechner P., 1952, Ann. Radioelect., 7, 83.

Fomenko V.S., 1966, Handbook of Thermionic Properties, Plenum Press Data Division, New York.

Fulop W., 1958, J. Electron. Contr., 5, 531.

Gabor D., 1945, Proc. Roy. Soc., A 183, 436.

Gabor D., Sims G.D., 1955, J. Electron., 1, 25.

Guénard P., Huber H., 1952, Ann. Radioélect., 7, 252.

Haas G.A., Thomas R.E., 1963, J. Appl. Phys., 34, 3457.

Harvey A.V., 1943, "High Frequency Thermionic Tubes", John Wiley & Sons, New York, London.

Heil H., 1967, Phys. Rev., 164, 887.

Heil H., Hollweg J.V., 1967, Phys. Rev., 164, 881.

Hensley E.B., 1961, J. Appl. Phys., 32, 301.

Herngvist K.G., Kanefsky M., Norman F.H., 1958, RCA Rev., 19, 244.

Herring C., Nichols M.N., 1949, Rev. Mod. Phys., 21, 185.

Hirsch E.H., 1966, Int. J. Electron., 21, 521.

Hok G., 1952, J. Appl. Phys., 23, 983.

Hull A.W., 1921, Phys. Rev., 18, 31.

Jepsen R.L., Müller M.W., 1951, J. Appl. Phys., 22, 1196.

Kino G.S., 1960, Trans. IRE, ED-7, 179.

Kisliuk P., 1961, Phys. Rev., 122, 405.

Lafferty J.M., 1961, J. Appl. Phys., 32, 424.

Langmuir I., 1923, Phys. Rev., 21, 419.

Levi R., 1953, J. Appl. Phys., 24, 233.

Levi R., 1955, J. Appl. Phys., 26, 639.

Lindsay P.A., 1958, Proc. Instn. Elect. Engrs, B 105, Suppl. Nº 11, 810.

Lindsay P.A., 1960 a, Advanc. Electron., 13, 181.

Lindsay P.A., 1960 b, J. Electron. Control, 8, 177.

Lindsay P.A., 1960 c, J. Electron. Control, 9, 241.

Lindsay P.A., 1962, J. Appl. Phys., 33, 3298.

Lindsay P.A., Sims G.D., 1963, J. Electron. Control, 14, 273.

Lindsay P.A., 1964, J. Electron. Control., 17, 67.

Lindsay P.A., 1965, Proc. Roy. Soc., A 287, 183.

Lindsay P.A., Goodell R.S., 1965, J. Appl. Phys., 36, 411.

Lindsay P.A., 1970, Proc. Roy. Soc., A 317, 479.

Megaw E.C.S., 1933, J. IEE, London, 72, 313.

Midford T.A., Kino G.S., 1961, IRE Trans., ED-8, 324.

Mouthaan K., Fulop W., 1968, J. Appl. Phys., 39, 2021.

Nedderman H.C., 1955, J. Appl. Phys., 26, 1420.

Niedermayer R., Hölzl J., 1965, Phys. Status Solidi, 11, 651.

Nottingham W.B., 1956, "Handbuch der Physik", 21, p. 72, Ed. S. Flügge (Springer, Berlin).

Nunn R.A., Smol G., 1964, Proc. 5th Int. Conf. on Microwave Tubes Paris, p. 215

Page L., Adams N.I., 1946, Phys. Rev., 69, 492.

Reddish A., Smol G., 1962, Proc. 4th Intern. Conf. on Microwave Tubes (The Hague, Netherlands), p. 562.

Reverdin J.L., 1951, J. Appl. Phys., 22, 257.

Rocard J.M., 1967, Révue de Physique Appliquée, 2, 275.

Rocard J.M., Clerc R., Capdevila A., 1969, Electronic Structures in Solids, Plenum Press, p. 417.

Rocard J.M., Bonnis-Sassi M., Capdevila A., 1971, C.R.Acad.Sc.Paris, Série B, 273, p. 169.

Rothe H., Kleen W., 1955, "Hochvakuum Elektronenröhren", t. I, Akademische Verlagsgesellschaft m.B.H., Frankfurt am Main.

Shelton H., 1957, Phys. Rev., 107, 1553.

Smol G., 1971, Ph.D. Thesis, University of London, "A study of electron flux in crossed-field diodes with plane cathodes".

Spangenberg K.R., 1949, Vacuum Tubes, Mc Graw Hill Co., New York.

Stainsby A.G., 1960, Proc. 3rd Int. Conf. on Microwave Tubes (München) p. 489.

Twiss R.Q., 1953, Advanc. Electron., 5, 247.

Zollweg R.J., 1964, Surf. Sci., 2, 409.

Vidgortchik, N.M., 1936, J.T.F., 6, 1865.

E R R A T A

page II ligne 4, lire : Les travaux théoriques de Lindsay (1960 b)

page 4 équation (I.2), lire :

$$L = \frac{m}{2}\left[v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \right] + e\left[\phi(x) - v_y A_y \right] \qquad (I.2)$$

page 4 équation (I.4), lire :

$$p_y = m v_y - e A_y \qquad (I.4)$$

page 5 équation (I.13), lire :

$$\left(v_y - \frac{eB}{m} x \right)^2 = \left(v_{yo} - \frac{eB}{m} x_o \right)^2 \qquad (I.13)$$

page 10 équation (I.30), lire :

$$n_T = \left(\frac{m}{h} \right)^3 \left(\frac{2\pi kT}{m} \right)^{3/2} \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{-3/2} \omega_c^{-3} \exp\left[- \frac{e\Phi}{kT} \right] \qquad (I.30)$$

page 16 dernière ligne, lire :

sont les suivants :

page 20 équation (I.58), lire :

$$B_c^2 = \frac{2m}{e} \frac{(\phi_a - \phi_o)}{(x_a - x_o)^2} \qquad (I.58)$$

page 117 équation (IV.3), lire :

$$V_A \frac{x}{d} - \frac{e}{2m} B^2 x(d - x) < V(x) < V_A \frac{x}{d} \qquad (IV.3)$$

page 12 ligne 8, lire :

à la distribution de potentiel η_{par} définie par l'équation (I.39), une importance

page 17 ligne 11, lire :

Lindsay (1960 b)

page 72 ligne 14 :

nous avons relié la valeur de l'induction magnétique B_n pour laquelle le (n-1)-ième faisceau ...

page 118 lignes 5 et 20, lire :

Lindsay (1960 b)

page 119 ligne 9, lire :

et V_A = 200 V, respectivement.

page 119 ligne 21, lire :

est de 10^{-4} A (ou 4.10^{-4} A/cm^2)